

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXLVI.

I. *Ueber den Durchgang der Wärmestrahlen
durch geneigte diathermane Platten;
von H. Knoblauch.*

(Auszugsweise mitgetheilt der physikalischen Section der Naturforscher-Versammlung zu Dresden am 19. September 1868 und zu Rostock am 21. September 1871.)

Eine seit dem Jahre 1847 begonnene, 1866 in diesen Annalen, Bd. CXXVIII, S. 161 bis 166 besprochene Versuchsreihe hat die allgemeinen Umrisse der Erscheinungen festgestellt, welche bei dem Durchgange der Wärmestrahlen durch geneigte diathermane Platten auftreten, insonderheit den Einfluss nachgewiesen, welchen einerseits die — durch die Polarisation gegebene — *Eigenthümlichkeit der Strahlen*, andererseits die — die Absorption bedingende — *Beschaffenheit der durchstrahlten Substanz* auf diesen Durchgang ausüben.

Es kam darauf an, die besonderen Gesetze zu ermitteln, welche unter diesen verschiedenen Verhältnissen den Vorgang in seinen einzelnen Stadien verfolgen lassen.

Der erste Theil dieser Untersuchung beschäftigt sich demgemäß vorzugsweise mit der Erforschung des Antheils, welchen die *Polarisation* der Wärmestrahlen, möglichst unabhängig von der allgemeinen absorbirenden Eigenschaft der Platten an der Erscheinung nimmt; der zweite Theil besonders mit der Prüfung dieser *Absorption* der diathermanen Körper, gegenüber jenen Bedingungen der sie durchdringenden Strahlen.

I.

Die wegen ihres Parallelismus, ihrer Intensität und Mannigfaltigkeit gewählten Sonnenstrahlen wurden durch einen Heliostat in horizontaler und unveränderter Richtung in ein verfinstertes Zimmer reflectirt, wo sie auf die, um eine vertikale Axe drehbaren, aber dabei immer vertikal bleibenden, diathermanen Platten fielen, deren Neigung gegen die einfallenden Strahlen durch Messung des Winkels bestimmt wurde, welchen diese mit der Normale auf die Platten bildeten.

Nach früheren Erfahrungen¹⁾ boten sich die Extreme des Wärmedurchlasses in den Fällen dar, in welchen die Polarisationssebene mit der Brechungsebene der diathermanen Körper zusammenfiel oder gegen diese einen rechten Winkel bildete, und wurde zur Bewirkung dieser Polarisation ein drehbares Nicol'sches Prisma von 42^{mm} Durchmesser (bei 85^{mm} Länge) in die Fensterlade eingeschaltet. Das Verhalten in den bezeichneten Fällen sollte weiter mit dem der nicht polarisirten Strahlen verglichen werden. Doch zeigte sich bald, daß zur Herbeiführung dieses Falles die einfache Entfernung des Nicol'schen Prismas nicht ausreichte. Denn die Wiederholung der nämlichen Versuche selbst innerhalb derselben Beobachtungsreihe liefs hier einen störenden Einfluß der, mit der Incidenz der Sonnenstrahlen wechselnden Polarisation erkennen, welche die bloße Reflexion vom Heliostatenspiegel den Strahlen ertheilt hatte. Unter diesen Umständen entschied ich mich dafür, mit den Beobachtungen bei vertikalem, resp. horizontalem Hauptschnitt des Nicols diejenigen bei einer Stellung desselben unter 45° zu vergleichen²⁾. Mit Uebergehung der früheren, bei Fortnahme des Nicol'schen Prismas erhaltenen Ergebnisse, welche immerhin bezeichnend für die große Empfindlichkeit des Vorgangs waren, sind demnach in dem Folgenden für die unpolarisirten

1) Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 161 ff.

2) Womit zugleich für zweifelhafte Fälle eine Controlle durch Einstellung auf + 45° und auf - 45° (= 315°) gegeben war.

Strahlen immer diejenigen Beobachtungen aufgeführt worden, welche jene unter 45° polarisirten ergeben hatten. Dies war gestattet, weil bei solcher Polarisation das Verhalten der Strahlen, den zu durchdringenden Platten gegenüber, demjenigen der natürlichen: nicht polarisirten gleichkommt; andererseits wurde dabei jene störende Wirkung der wechselnden Polarisation durch den Heliostatenspiegel beseitigt.

Die, durch die diathermanen Platten hindurchgegangenen Strahlen fielen auf eine Thermosäule, verbunden mit einem Multiplicator, dessen Nadelablenkungen, innerhalb der Grenzen dieser Versuche, den zu messenden Wärmewirkungen entsprachen.

Für die erste Untersuchung erschienen wegen ihrer gleichmäßigen Oberfläche und Dicke *farblose Spiegelgläser* am geeignetsten. Zur Sicherung des Vergleiches wurde, innerhalb derselben Versuchsreihe, stets bei senkrechter Incidenz der Strahlen (Einfallswinkel 0°) durch Regulirung eines Spaltes die nämliche Ablenkung, z. B. von je 15, 10 oder 9 Graden, am Thermomultiplicator hervorgebracht, sodann die Abweichungen der Galvanometernadel beobachtet, welche beim Neigen der Glasplatten eintraten, wobei darauf geachtet wurde, daß jedesmal alle hindurchgehenden Strahlen auf die Thermosäule fielen.

Von den zunächst benutzten Glassätzen bestand der eine aus 1^{mm} dicken, auf der hohen Kante bläulich erscheinenden, der andere aus 2^{mm}, 5 starken, in größter Dicke etwas gelblich aussehenden Platten. In beschriebener Weise den Sonnenstrahlen dargeboten, welche zuvor den Nicol bei vertikalem oder horizontalem Hauptschnitt durchdrungen hatten, ließen sie die Wärme derart hindurchstrahlen, daß folgende Angaben des Thermomultiplicators eintraten:

Einfallswinkel:		0°	20°	40'	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	15	15,00	14,25	13,12	11,70	10,50	8,50	6,75
	2 Platten		15,00	13,50	12,75	11,25	9,75	6,75	4,12
	4 " "		14,70	12,00	9,00	8,25	6,75	4,50	1,20
	8 " "		14,25	9,75	7,50	6,75	4,50	3,75	0,75
horizontal.	1 Platte	15	15,50	15,75	16,25	16,25	16,00	13,75	11,75
	2 Platten		15,50	15,75	16,25	16,25	15,75	13,50	9,50
	4 " "		15,50	17,30	18,25	18,25	17,75	11,50	7,00
	8 " "		18,44	20,33	22,64	22,84	21,57	9,10	6,71
vertikal.	1 Platte	15	15,00	14,25	13,50	12,00	11,25	9,37	7,50
	2 Platten		15,00	13,87	13,12	11,62	10,12	7,50	4,50
	4 " "		15,00	13,50	10,50	9,00	7,50	5,25	1,50
	8 " "		14,70	10,80	9,00	7,50	5,25	4,50	1,05
horizontal.	1 Platte	15	15,50	16,00	16,62	17,00	16,62	14,87	14,00
	2 Platten		15,50	16,62	17,31	18,00	17,31	14,37	12,25
	4 " "		16,25	17,90	19,19	19,92	19,19	13,62	9,75
	8 " "		18,67	20,71	22,87	23,46	22,72	11,37	8,95

Aus diesen Zahlen ergibt sich, daß bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol, d. h. bei horizontaler, mit der Brechungsebene der Platten zusammenfallender Polarisations-ebene, die durch die Glasplatten hindurchgelassene Wärmemenge mit wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl sich beständig vermindert: die Werthe nehmen in horizontaler, wie in vertikaler Columnne stetig ab.

Bei horizontalem Hauptschnitt, d. h. bei Kreuzung der Polarisations- und Brechungsebene vermehrt sich dagegen die hindurchgestrahlte Menge bei zunehmendem Einfallswinkel und größerer Anzahl der Platten, bis der Winkel von 55° (der sogenannte Polarisationswinkel) erreicht ist. Erst dann tritt eine allmähige Abnahme ein.

So geht bei einer Drehung der Gläser von 0° auf 55° die Galvanometernadel bei 1 Platte des zweiten Glases im ersten Falle von 15° auf 12° , bei 8 Platten von 15° auf $7^\circ,5$ zurück; im letzteren aber steigt ihre Ablenkung bei 1 Platte von 15° auf 17° , bei 8 Platten von 15° auf $23^\circ,46$. Auch die nach dem Wendepunkte 55° in beiden Fällen eintretende Abnahme ist im ersten Falle viel beträchtlicher als im letzteren. Während bei fortgesetzter Drehung der Glasplatten von 55° auf 75° die Nadel dort bei 1 Glase von 12° auf $7^\circ,5$, bei 8 Gläsern von $7^\circ,5$ auf $1^\circ,05$ weiter herabgeht, sinkt ihre Abweichung hier bei 1 Glase von 17° nur auf 14° , bei 8 Gläsern von $23^\circ,46$ auf $8^\circ,95$.

Bei 60° Neigung ist der steigende Einfluß der Polarisation bei horizontalem Hauptschnitt noch so vorherrschend, daß an 1 Platte eine Durchstrahlung im Werthe von $16^\circ,62$, an 8 Platten von $22^\circ,72$ wahrgenommen wird, also ungeachtet der erheblich größeren Dicke der durchstrahlten Schicht bedeutend höher als für die geringste Dicke bei der Incidenz 0° . Ueberhaupt ist es interessant, daß derartige Unterschiede schon an einer einfachen dünnen diathermanen Lamelle, an der die optische Untersuchung keine meßbaren Resultate liefert, hervortreten.

Charakteristisch ist auch der Vergleich beider Gläser. Ein einfacher Blick auf die Tabelle zeigt, daß sämtliche

beim zweiten Glase erhaltene Werthe gröfser als die entsprechenden des ersteren sind; d. h. *das 2,5 mal dickere Glas* hat sich nicht unerheblich *diathermaner als das dünne* erwiesen.

Je mehr bei Eislamellen von der Temperatur 0° C. jede eigene Erwärmung während der Durchstrahlung ausgeschlossen ist, um so bezeichnender wäre es, bei solchen von homogener: schlieren- und blasenfreier Masse und spiegelnder Oberfläche zu sehen, in welchem Grade die Wärme hinter denselben mit der, durch Neigen verstärkten Dicke der durchstrahlten Eisschicht zunimmt.

Um die bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene erkannte Steigerung des Wärmedurchgangs auf den Vorgang bei ursprünglich *nicht polarisirten* Strahlen beziehen zu können, sind (der Erläuterung S. 322 und 323 gemäß) noch die Durchgänge durch die nämlichen Gläser bei Einstellung des Nicol-Hauptschnitts auf 45° beobachtet und wegen des besseren Anschlusses an den Wendepunkt 55° , anstatt der Einfallswinkel 20° , 40° , 50° , 60° , 70° , die Incidenzen 15° , 25° , 35° , 45° , u. s. w. gewählt worden.

Auf diese Winkel ist dann auch eine zweite, dem horizontalen Hauptschnitt des Nicol zugehörige Beobachtungsreihe bezogen und zum Vergleich hinzugefügt worden.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte	10	10,00	10,00	10,00	9,84	9,35	8,75	8,82
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	10	10,00	10,05	10,15	10,15	9,75	6,25	2,75
	1 Platte	10	10,00	10,00	10,00	10,00	9,60	9,00	7,20
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	10	10,00	10,15	10,25	10,25	10,00	7,00	2,80
horizontal.	1 Platte	9	9,10	9,30	9,60	9,70	9,75	9,36	8,52
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	9	9,25	9,65	10,15	10,70	11,00	10,00	5,00
	1 Platte	9	9,30	10,00	11,00	12,50	13,50	11,20	4,13
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	9	9,60	10,50	11,50	13,25	14,50	12,50	4,17
	1 Platte	9	9,15	9,40	9,75	9,90	10,00	10,00	9,20
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	9	9,25	9,50	10,00	10,60	10,90	10,80	7,90
	1 Platte	9	9,35	9,80	10,50	12,10	12,50	12,25	6,25
	2 Platten								
	4 " dicken								
	8 " farblosen								
	8 " Glases.	9	9,60	10,50	11,50	13,25	14,50	12,50	4,17

Hieraus ersieht man, wie auch in dem Falle, in welchem dem Nicol eine indifferente Stellung gegeben ist, die Absorption der Masse des Glases, selbst bei beträchtlich mit der Neigung zunehmender Dicke sich nicht geltend macht. Bei dem ersten Glase erhält sich die durch 1 Platte hindurchgehende Wärme constant, bis der Neigungswinkel 35 Grade überschreitet, bei dem zweiten diathermaneren tritt erst unter 55° eine Abnahme derselben ein; bei 8 Glasplatten steigert sich sogar bei beiden die Intensität bis zur Neigung von 45° und auch bei 55° tritt noch keine erhebliche, ja eine, mit der Anzahl der Platten abnehmende Verminderung ein.

Man erkennt sonach in dem Vorgange, welcher dem der nicht polarisirt eintretenden Strahlen entspricht, schon den Anfang desjenigen, welcher bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol, d. h. bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene sein Maximum erreicht. Dort bildet sich, bei dem Durchgange der Strahlen durch die ihnen dargebotenen Glasplatten selbst, eine mit dem Neigungswinkel bis 55° und der Plattenzahl wachsende Polarisation¹⁾, deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht²⁾; hier ist diese von Anfang an in vollkommenster Weise bereits vor dem Eintritt der Strahlen in die Glasplatten gegeben.

Es erklären sich hierdurch auch die, in der letzten Tabelle enthaltenen Werthe: in beiden Abtheilungen die anfängliche Zunahme, dann Abnahme derselben in horizontaler wie vertikaler Reihe; ferner das Ueberwiegen der bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol beobachteten über die bei der Stellung 45° erhaltenen.

Ein Bild des allmäligen Uebergangs von einer Stufe zur andern und damit zugleich der demselben zu Grunde liegenden Gesetzmäßigkeit erhält man am deutlichsten durch Berechnung der *Verhältnisszahlen*, welche die Zunahme in dem einen, die Abnahme in dem andern Falle

1) Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 173 — 176.

2) Ebendasselbst, S. 175.

darstellen. Diese Verhältniszahlen, erhalten durch Subtraction eines jeden folgenden Werthes von dem vorhergehenden (d. h. Bildung der Differenz zweier beim Neigungswechsel um 10° neben einander stehender Multiplicator-Ablenkungen) und Division dieses Unterschiedes mit dem ersten (dem kleineren Einfallswinkel zugehörigen) dieser Werthe, sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt. Bei solcher Bildung mußten diese Zahlen innerhalb der Steigerung der Wärmeintensität natürlich negativ, bei abnehmender Wirkung positiv ausfallen. Auch physikalisch hat es einen Sinn, jene Coefficienten der Zunahme, gegenüber denen der Abnahme, gleichsam als negative, diese als positive Absorptionscoefficienten aufzufassen ¹⁾.

1) Wobei freilich einstweilen von den, späterer Untersuchung vorbehaltenen, Reflexionsverhältnissen an der Vorderfläche der Gläser abgesehen ist.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,020	+0,050	+0,060	+0,220
	2 Platten	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,010	+0,050	+0,170	+0,370
	4 " } dicken	-0,000	-0,000	-0,000	-0,010	-0,000	+0,050	+0,220	+0,460
	8 " } farblosen Glases.	-0,000	-0,000	-0,000	-0,010	-0,000	+0,040	+0,360	+0,560
	1 Platte	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,040	+0,060	+0,200
	2 Platten	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,050	+0,070	+0,330
	4 " } dicken	-0,000	-0,010	-0,010	-0,010	-0,000	+0,040	+0,160	+0,490
	8 " } farblosen Glases.	-0,000	-0,010	-0,010	-0,010	-0,000	+0,020	+0,300	+0,600
horizontal.	1 Platte	-0,011	-0,022	-0,032	-0,032	-0,010	-0,005	+0,040	+0,090
	2 Platten	-0,022	-0,022	-0,037	-0,051	-0,024	-0,024	+0,091	+0,330
	4 " } dicken	-0,028	-0,043	-0,052	-0,054	-0,028	-0,028	+0,091	+0,500
	8 " } farblosen Glases.	-0,033	-0,075	-0,100	-0,136	-0,080	-0,080	+0,170	+0,631
	1 Platte	-0,016	-0,027	-0,037	-0,015	-0,010	-0,010	+0,000	+0,080
	2 Platten	-0,028	-0,027	-0,053	-0,060	-0,028	-0,028	+0,009	+0,269
	4 " } dicken	-0,039	-0,048	-0,071	-0,152	-0,033	+0,033	+0,020	+0,490
	8 " } farblosen Glases.	-0,067	-0,094	-0,095	-0,152	-0,094	-0,094	+0,138	+0,666

Die mit dem — zeichen versehenen Zahlen sind hienach bei dem 2^{mm},5 dicken Glase (vereinzelte Beobachtungsfehler abgerechnet) gröfser und setzen sich zum Theil in weitere Rubriken fort, die positiven sind kleiner als bei dem 1^{mm} dicken, d. h. *der Grad der Steigerung des Wärmedurchgangs ist bei dem dickeren, aber gleichwohl diathermaneren Glase ein höherer, der Grad der Verminderung ein geringerer als bei dem weniger diathermanen.*

Aber auch in dem günstigsten Falle: bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol und größter Plattenzahl nimmt dieser *Grad der Steigerung* nicht bis zu der nämlichen Stelle zu wie die Steigerung selbst. Der ihn ausdrückende Coefficient beträgt bei dem diathermaneren Glase zwischen 35° und 45°: 0,152, zwischen 45° und 55° nur 0,094. Es blieb weiterer Ermittlung vorbehalten, ob ein solches Herabsteigen des Grades der Wärmezunahme innerhalb dieser, beim Neigen der Gläser noch fortdauernden Zunahme selbst, den allgemeinen Fall darstelle oder ob dasselbe dem, auch bei den farblosen Glasplatten immerhin nicht zu vernachlässigenden Einfluß der Absorption zuzuschreiben sey. Der bei Vermehrung der Platten zwischen 45° und 55° erheblich wachsende Wärmedurchlaß deutete darauf hin, daß bei einer Substanz mit verschwindender Absorption die Wirkung der Polarisation auch bei diesem Winkelübergange noch eine Erhöhung des Grades der Wärmezunahme herbeiführen dürfte.

Inzwischen erschien es wünschenswerth, wie diese Verhältnisse *vor* dem Wendepunkt 55°, so auch die *nach* demselben eintretenden näher kennen zu lernen, namentlich ihre Werthe bei den drei Stellungen des Nicols mit vertikalem, unter 45° gestelltem und horizontalem Hauptschnitt mit einander zu vergleichen. Es war zu dem Ende eine besondere, an einem und demselben Tage anzustellende Beobachtungsreihe erforderlich, weil dadurch wenigstens die unvermeidlichen Abweichungen verschiedener Tagesreihen ausgeschlossen wurden.

Die beiden mit zwei unterschiedenen farblosen Glassorten angestellten Versuche ergaben folgende Coefficienten:

Einfallswinkel:		35°	45°	55°	65°	75°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte.	0,03	0,05	0,25	0,33					
	2 Platten.	0,04	0,13	0,30	0,37					
	4 "	0,08	0,35	0,36	0,48					
	8 "	0,25	0,47	0,53	0,67	andere Glas- sorte.	0,10	0,17	0,21	0,20
45°.	1 Platte.	0,02	0,03	0,13	0,15					
	2 Platten.	0,01	0,01	0,20	0,36					
	4 "	0,00	0,00	0,23	0,46	desgl.	0,02	0,03	0,13	0,11
	8 "	0,00	0,00	0,25	0,56		0,01	0,13	0,18	0,27
horizontal.	1 Platte.	-0,00	-0,00	+0,04	+0,09					
	2 Platten.	-0,04	-0,08	+0,11	+0,33					
	4 "	-0,08	-0,08	+0,11	+0,40	desgl.	-0,05	+0,09	+0,27	+0,08
	8 "	-0,18	-0,11	+0,11	+0,56		-0,07	+0,11	+0,37	+0,27
							-0,10	+0,27	+0,52 ¹⁾	+0,68

1) Gelegentlich dieser Mittheilung kann nicht unerwähnt bleiben, daß die im Tageblatt der 42. Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte in Dresden 1868 No. 4, S. 59 vorstehenden Tabellen hinzugefügten Bemerkungen: „ohne Anschluß der Absorption“, „mit Anschluß der Absorption“ auf einem Mißverständniß der Protokollführung beruhen und so wie die Bezugnahme darauf S. 58 einfach fortzulassen sind.

Aus diesen Zahlen geht unverkennbar hervor,

1) daß die (positiven) Absorptionscoefficienten der ersten Gruppe größer als die entsprechenden der zweiten, diese größer als die der dritten Gruppe sind; indess übertreffen die, gleichen Einfallswinkeln (über 55°) und gleicher Plattenzahl zugehörigen Werthe der voranstehenden Abtheilung die der folgenden bei weniger hohen Einfallswinkeln und bei einer Platte mehr als bei höherer Incidenz und größerer Plattenzahl. So ist z. B. das Absorptionsverhältniß zwischen 65° und 75° bei einer Platte der voranstehenden Glassorte in der ersten und letzten Abtheilung wie 33:9 oder 3,7:1, bei acht Platten wie 67:56 oder 1,2:1. Schliesslich werden die Coefficienten der drei Gruppen mit wachsendem Winkel und zunehmender Plattenzahl einander immer ähnlicher.

2) Innerhalb der ersten Gruppe stehen sowohl in horizontaler wie in vertikaler Reihe die Coefficienten einander näher als in der zweiten, in dieser näher als in der dritten. Z. B. verhalten sich für den obigen Winkelabstand (65° auf 75°) die Zahlen für eine und für acht Platten bei vertikalem Hauptschnitt des polarisirenden Nicol etwa wie 1:2, bei unter 45° gestelltem wie 1:4, bei horizontalem Hauptschnitt ungefähr wie 1:6.

Alles dies wird aus dem Gesichtspunkte verständlich, zu welchem theils die (namentlich S. 324 und 325) mitgetheilten Ergebnisse schon geführt haben, theils spätere noch näher hinweisen werden: daß eine Polarisation, deren Ebene mit der Brechungsebene der geneigten Gläser zusammenfällt, gleichsam den absorbirenden Einfluß der durchstrahlten Substanz vor Erreichung des Polarisationswinkels unterstützt, dann beeinträchtigt; dagegen eine solche, bei der jene Ebenen einen rechten Winkel mit einander bilden, der Absorption bis zu der Gränze des Polarisationswinkels entgegenwirkt, dann sie befördert. Der Fall, in welchem die Polarisationssebene unter 45° gegen die Brechungsebene gerichtet ist und die Strahlen sich bei ihrem Eintritt wie nicht polarisirte, den Gläsern

gegenüber, verhalten, steht zwischen ihnen, nähert sich jedoch mehr dem letzteren, weil der bloße Durchgang durch die geneigten Platten eine (immerhin unvollkommenere) Polarisation erzeugt, deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht.

Der Umstand, daß bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol die Absorptionswerthe für den Uebergang von 55° auf 65° bei Vermehrung der Platten, ungeachtet der mit der größeren Neigung zunehmenden Dicke der durchstrahlten Schicht, in geringerem Verhältniß wachsen als bei dem Uebergange von 45° auf 55° zielt darauf hin, daß der, von der Polarisation der Strahlen abhängige Antheil nach 55° geringer als vor 55° ist.

Es verdient ferner hervorgehoben zu werden, daß die Absorptionscoefficienten, welche den Winkeländerungen *über* 55° angehören, bei *vertikalem* Hauptschnitt des polarisirenden Nicol bei einer Platte einander *ferner* stehen (z. B. 25 : 33) als bei mehreren Platten (53 : 67); bei *horizontalem* Hauptschnitt dagegen an 1 Platte *näher* (4 : 9) als bei vermehrter Plattenzahl (11 : 56). Bei den Winkeländerungen *unter* 55° stehen die positiven Coefficienten bei *vertikalem* Hauptschnitt einander bei 1 Platte *näher* (z. B. 3 : 5), als bei mehreren (25 : 47 bei der in letzter Tabelle voranstehenden Glassorte).

Um der obigen Frage, wie sich bei *horizontalem* Hauptschnitt die Steigerungsgrade der durchstrahlenden Wärme an einer Substanz mit möglichst geringer Absorption gestalten würden, näher zu treten, wählte ich anstatt der Gläser, die nicht allen Wärmestrahlen in gleichem Verhältniß den Durchgang gestatten, Sylvin¹⁾ und Steinsalz²⁾, welche alle Wärmestrahlen in gleichem Maasse hindurchlassen.

Wurden Platten von *Sylvin* ganz in bisheriger Weise, bei wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Anzahl,

1) Magnus, Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 302 ff. Knoblauch, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 66 ff.

2) Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 177 ff. Bd. CXXXIX, S. 150 ff.

der Wärmedurchstrahlung unterworfen, so wurden folgende Ablenkungen am Thermomultiplicator beobachtet.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	4 ^{mm} dicken Sylvins.	10	10,00	9,88	9,69	9,25	8,44	4,05
	2 Platten		10	9,69	9,38	8,75	7,50	6,25	4,19
	4 "		10	9,38	8,75	8,13	6,88	4,38	2,06
	6 "		10	9,06	8,13	6,57	3,13	1,25	0,21
45°.	1 Platte	desgl.	10	10,00	10,00	10,00	9,75	9,50	6,75
	2 Platten		10	10,00	10,00	9,75	9,50	7,20	4,18
	4 "		10	10,00	9,75	9,50	8,75	7,75	5,19
	6 "		10	10,00	9,50	9,00	8,25	7,25	4,35
horizontal.	1 Platte	desgl.	10	10,00	10,15	10,25	10,25	10,25	8,53
	2 Platten		10	10,15	10,35	10,50	10,50	10,50	9,13
	4 "		10	10,25	10,75	11,00	11,00	11,00	8,80
	6 "		10	10,40	11,00	11,50	11,50	11,50	7,70

Diese Ergebnisse am Sylvin entsprachen den Erwartungen in sofern nicht, als bei aller Schönheit der vollkommen wasserhellen Krystalle, welche durch die besondere Güte des Königlichen Ober-Bergamts in Halle mir zu Theil geworden, die Dicke von 4^{mm}, die ohne Gefahr, einen Theil der Platten zu zerbrechen, sich nicht vermindern liefs, doch eine verhältnißmässig zu starke Absorption im Gefolge hatte. Die hindurchgehenden Wärmemengen sind durchweg geringer als bei den dünneren Gläsern. Die bei diesen, für eine Einstellung des Nicol auf 45°, erst bei dem Einfallswinkel 55° erfolgende Intensitätsabnahme tritt beim Sylvin schon bei 25° ein.

Die Steigerung bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol, welche bei den Gläsern sich ebenfalls bis zur Incidenz 55° fortsetzt, erreicht hier schon bei 35° ihr Maximum, auf dem sie sich bis 55° nur eben erhält. Gleichwohl bestätigen auch die Werthe der letzten Versuchsreihe die oben aufgestellten Regeln. Noch bezeichnender tritt dies an den Absorptions-Coefficienten hervor, welche für die verschiedenen Uebergänge aus jenen thermometrischen Messungen berechnet und in der nachstehenden Uebersicht zusammengestellt sind.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	$\left. \begin{array}{l} 4^{mm} \\ \text{dicken} \\ \text{Sylvins.} \end{array} \right\}$	0,000	0,012	0,019	0,045	0,088	0,200	0,400
	2 Platten		0,031	0,032	0,067	0,143	0,167	0,330	0,700
	4 "		0,062	0,067	0,071	0,154	0,364	0,530	0,860
	6 "		0,094	0,103	0,192	0,524	0,600	0,830	0,905
45°	1 Platte	$\left. \begin{array}{l} \text{desgl.} \end{array} \right\}$	0,000	0,000	0,000	0,025	0,026	0,079	0,229
	2 Platten		0,000	0,000	0,025	0,026	0,053	0,200	0,420
	4 "		0,000	0,025	0,026	0,079	0,114	0,330	0,700
	6 "		0,000	0,050	0,053	0,083	0,121	0,400	0,890
horizontal.	1 Platte	$\left. \begin{array}{l} \text{desgl.} \end{array} \right\}$	-0,000	-0,015	-0,010	-0,000	-0,000	+0,020	+0,150
	2 Platten		-0,015	-0,020	-0,014	-0,000	-0,000	+0,130	+0,310
	4 "		-0,025	-0,049	-0,023	-0,000	-0,000	+0,200	+0,500
	6 "		-0,040	-0,058	-0,045	-0,000	-0,000	+0,330	+0,800

Besonders deutlich ist hier der ausnahmslos höhere Betrag der bei vertikalem Hauptschnitt sowohl mit dem Neigungswinkel (in horizontaler Linie) wie mit der Plattenzahl (in vertikaler Reihe) wachsenden Absorptionen im Vergleich mit den entsprechenden Werthen der Stellung des Nicols unter 45° . Bei dieser findet bis zum Einfallswinkel 55° eine entschieden verzögerte Absorption statt, welche erst über 55° hinaus jenen Beträgen mehr und mehr sich nähert. Bei horizontalem Hauptschnitt tritt anfangs eine (durch die negativen Coefficienten dargestellte) Wärmezunahme ein, welche dann jedoch durch die Absorption compensirt wird, bis nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels (55°) eine entschiedene, durch die positiven Absorptionscoefficienten vertretene Wärmeabnahme erfolgt.

Bei vertikalem Hauptschnitt tritt recht entschieden hervor, wie erheblich größer der, die Absorption verstärkende Einfluß der Plattenvermehrung vor 55° als über 55° hinaus ist. So steigt die Absorption bei 6facher Plattenzahl zwischen 35° und 45° auf das 11,6fache, zwischen 65° und 75° nur auf das 2,3fache.

Charakteristisch sind auch die Beispiele dafür, wie sich bei den Abnahmeverhältnissen jenseits 55° die den weniger hohen Incidenzen zugehörigen Werthe der drei Polarisationsgruppen einander ferner stehen als die der höheren. So verhalten sich die Coefficienten für 55° auf 65° bei 1 Platte in der ersten, mittleren und letzten Gruppe wie $20:8:2$, für 65° auf 75° indess wie $20:11,5:7,5$.

Es ist ferner unter Anderem ersichtlich, wie die Coefficienten innerhalb der ersten Abtheilung einander mehr genähert sind, als die der zweiten, die Werthe dieser mehr als die der dritten. Bei einer Sylvinplatte ist z. B. das Verhältniß derselben zwischen der Neigung 55° auf 65° und 65° auf 75° bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol wie $1:2$, beim Hauptschnitt 45° wie $1:3$, bei horizontalem Hauptschnitt wie $1:7,5$.

Die Versuche mit *Steinsalz* führten zu folgenden Beobachtungen am Thermoscop, als zunächst auf die Extreme eingestellt war.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	9	9,00	8,75	8,10	7,25	6,50	5,25	3,49
	2 Platten								
	4 " "								
	8 " "								
horizontal.	1 Platte	9	9,00	9,00	9,00	9,00	9,00	9,00	7,20
	2 Platten								
	4 " "								
	8 " "								

Bei indifferenten Stellung des Nicols (45°) und der begünstigenden horizontalen Lage seines Hauptschnitts ergab sich die Wärmedurchstrahlung durch die nämlichen Steinsalzplatten wie folgt:

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol 45°.	1 Platte } 5 ^{mm}	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	9,00	6,50
	2 Platten } dicken	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	8,00	5,00
	4 " } Stein-	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,00	2,00
	8 " } salzes.	10	10,00	10,00	10,50	11,00	11,00	6,00	1,47
horizontal.	1 Platte }	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,50
	2 Platten } desgl.	10	10,00	10,31	10,62	10,62	10,62	9,37	6,25
	4 " }	10	10,31	10,62	10,94	11,56	11,56	8,75	3,75
	8 " }	10	10,62	10,94	11,87	13,44	13,44	8,75	2,34

Es macht sich hier zunächst der — bei den dickeren Platten um so auffallendere — reichlichere Durchgang der Wärme beim Steinsalz im Vergleich mit dem Sylvin bemerkbar. Indefes erreicht derselbe, dieses hohen Grades von Diathermanität ungeachtet, für die horizontale Lage des Nicol-Hauptschnitts bei den Steinsalzplatten von 5^{mm} Dicke nicht die Werthe wie bei den halb so dicken Gläsern. Ueberhaupt ist die Mannigfaltigkeit eigenthümlich, welche bei optisch so nahe stehenden farblosen Substanzen in den Wärmedurchstrahlungen auftritt und in den Absorptionscoefficienten, welche für das Steinsalz in der nachstehenden Tafel enthalten sind¹⁾, um so deutlicher sich ausspricht.

1) Für die horizontale Einstellung des Nicolhauptschnitts als arithmetische Mittel aus den Coefficienten der beiden mitgetheilten Beobachtungsreihen.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte		0,000	0,030	0,070	0,105	0,103	0,195	0,335
	2 Platten		0,111	0,056	0,077	0,129	0,148	0,360	0,709
	4 "		0,026	0,070	0,180	0,280	0,389	0,490	0,773
	8 " salzes.		0,060	0,180	0,250	0,290	0,530	0,570	0,800
45°.	1 Platte		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,100	0,280
	2 Platten		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,200	0,380
	4 "		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,300	0,710
	8 "		-0,000	-0,000	-0,050	-0,476	-0,000	+0,450	+0,755
horizontal.	1 Platte		-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,000	+0,225
	2 Platten		-0,014	-0,029	-0,028	-0,013	-0,000	+0,113	+0,326
	4 "		-0,043	-0,028	-0,028	-0,041	-0,000	+0,231	+0,616
	8 "		-0,072	-0,048	-0,100	-0,105	-0,000	+0,374	+0,733

Um aus diesen Vergleichen nur ein Beispiel hervorzuheben, sei bemerkt, wie für den horizontalen Hauptschnitt des Nicol unter der Platten-Neigung von 65° bei den Gläsern eine Steigerung, beim Sylvin und Steinsalz eine Verminderung des Wärmedurchgangs bei vermehrter Anzahl der Platten eintritt, womit der dort so geringe, hier der so ansehnliche Werth der Coefficienten zwischen 55° und 65° , 65° und 75° zusammenhängt.

So bezeichnend alle diese Ergebnisse für die Verschiedenheit der Fälle sind, so haben sie doch die vorliegende Frage nach dem Steigerungsgrade der Wärmezunahme unter jener für dieselbe günstigen Polarisation noch nicht in ein anderes Stadium treten lassen. Auch die Versuche am Sylvin und Steinsalz haben, wie bei den farblosen Gläsern eine Abnahme der (mit dem — Zeichen versehenen) Steigerungscoefficienten, bei jenem schon von 25° , bei diesem von 45° an gezeigt. Der Entscheidung näher zu treten, war nur von einer erheblichen Verringerung der Dicke der Steinsalzplatten zu erwarten. Für die Beschaffung solcher Lamellen bin ich, nach vielen vergeblichen Bemühungen, dem Hrn. Dr. Drenckmann in Leopoldshall zu besonderem Danke verpflichtet, welcher dieselben mit Hülfe der in den Bergwerken arbeitenden Knaben erzielt hat, welche — weil sie über Felsen verfügen — sich im Spalten der Krystalle eine Uebung verschaffen können, die mir selbst zu erwerben das von den verehrlichen Bergwerksvorständen erhaltene Material ein zu kostbares war.

Die nur 1^{mm} dicken Platten gestatteten, die Versuche bis auf 10 derselben auszudehnen. Da es sich gegenwärtig um das *Gesetz der Coefficienten* handelt, so theile ich unmittelbar diese, in der oben (S. 329) beschriebenen Weise erhaltenen Verhältniszahlen, für die charakteristischen Einfallswinkel von 35° bis 65° unter den bekannten Polarisationsbedingungen mit.

Einfallswinkel:		35°	45°	55°	65°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	1 mm dicken Stein- salzes.	0,026	0,105	0,088
	2 Platten		0,090	0,158	0,148
	4 "		0,132	0,260	0,237
	6 "		0,173	0,351	0,306
	8 "		0,256	0,453	0,419
	10 "		0,322	0,538	0,486
45°.	1 Platte	desgl.	0,000	0,000	0,074
	2 Platten		0,000	0,000	0,135
	4 "		0,000	0,000	0,213
	6 "		0,000	0,000	0,252
	8 "		0,000	0,000	0,355
	10 "		0,000	0,000	0,414
horizontal.	1 Platte	desgl.	-0,012	-0,024	+0,045
	2 Platten		-0,017	-0,043	+0,094
	4 "		-0,032	-0,059	+0,126
	6 "		-0,051	-0,088	+0,203
	8 "		-0,073	-0,100	+0,236
	10 "		-0,097	-0,114	+0,268

Die vorliegenden Zahlen stellen sich in den verschiedenen Uebergängen in der That anders zu einander als die früheren. Da man aber voraussetzen darf, daß die dünnen Steinsalzplatten den *Durchstrahlungsvorgang bei möglichst verschwindender Absorption der durchstrahlten Masse* darstellen, so ist anzunehmen, daß jene nunmehr erhaltenen Werthe das *Gesetz in verhältnißmäßig einfachster Form* erkennen lassen.

Aus ihnen ist nun ersichtlich, daß

1) die bei *vertikalem Hauptschnitt*, d. h. bei gleichgerichteten Ebenen der ursprünglichen Polarisation durch den Nicol und der Brechung in den diathermanen Platten, auftretenden *Absorptionscoefficienten zwischen 55° und 65° kleiner als zwischen 45° und 55°* sind¹⁾, eine Eigenthümlichkeit, welche bei Substanzen von irgend erheblicher Absorption, wie die meisten Gläser, durch den von der Dicke abhängigen Einfluss verdeckt wird;

1) Vergl. auch Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 164.

2) die bei *horizontalem Hauptschnitt* des Nicol, d. h. bei gekreuzter Polarisations- und Brechungsebene sich ergebenden (mit — bezeichneten) *Werthe beständig wachsen, bis der Einfallswinkel den Polarisationswinkel erreicht hat*. Diese in dem Gesetz enthaltene *Steigerung des Grades der Wärmezunahme*, welche sich so weit fortsetzt wie die Wärmezunahme selbst, war demnach in den früheren Fällen: bei den Gläsern, dem Sylvin, dickerem Steinsalz durch deren Absorption verhüllt worden. Bei einer Neigung über den Polarisationswinkel hinaus geht die Wärmezunahme in die bekannte Abnahme über.

Die oben (S. 331 und S. 334) indirect gefolgerten Intensitätsverhältnisse vor und nach 55° Neigung haben sich somit der directen Beobachtung ergeben. Zugleich ist die S. 331 angeregte Frage als erledigt zu betrachten.

3) Die einer Stellung des Nicol auf 45° oder den nicht polarisirt eintretenden Strahlen zugehörigen Unterschiede beginnen bei den letzten Steinsalzplatten erst bei einer Neigung über 55° . Wenn diese Beobachtung, gegenüber der bei den Gläsern und dem dickeren Steinsalz, überrascht, wonach auch in diesem Falle d. h. unter Umständen, in denen nur die von den Platten selbst erzeugte Polarisation in Betracht kommt, eine Steigerung des Wärmedurchlasses bei Incidenzen unter 55° bemerkbar war, so wird dieselbe dadurch erklärt werden müssen, daß die Oberfläche bei den gespaltenen Lamellen eine bei weitem unvollkommenere, eine Diffusion der Strahlen begünstigende, als bei den Spiegelgläsern und den geschliffenen und polirten dickeren Steinsalzplatten war.

II.

Hatte es der bisherigen Versuchsreihe obgelegen, die Abhängigkeit des Wärmedurchgangs von der Polarisation, d. h. von der Schwingungsrichtung innerhalb der Wärmestrahlen, möglichst getrennt von dem absorbirenden Einfluß der durchstrahlten Substanz zu ermitteln, so stellte die folgende sich die Aufgabe, gerade diesen Antheil: den

Widerstand, welchen die Masse der geeigneten Schichten der Durchstrahlung in den Weg stellt,

Widerstand, welchen die Masse der geeigneten Schichten der Durchstrahlung in den Weg stellt, unter jenen verschiedenen Umständen näher kennen zu lernen.

Eine vorläufige Beobachtung wurde bei horizontaler Stellung des Nicolhauptschnitts an dünnen Blättern gelb und blau gefärbter Hausenblase so wie gelben Glasplatten angestellt und ergab folgende Ablenkungen am Thermomultiplikator:

Einfallswinkel:		0°	20°	40°	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol	1 Platte	34,25	34,75	34,75	34,75	34,25	33,75	30,25	25,25
	2 Platten	29,25	29,25	29,25	27,75	27,75	26,25	19,25	14,75
	4 "	18,25	18,25	19,25	18,25	17,50	15,00	7,50	3,25
	8 "	6,25	7,25	7,75	7,50	6,50	5,25	1,50	0,00
horizontal.	1 Platte	15,00	15,25	15,50	15,50	15,50	15,00	13,50	12,00
	2 Platten	10,00	10,00	10,00	9,50	9,50	9,50	7,75	6,50
	4 "	5,50	5,50	5,50	5,50	5,50	5,25	3,50	2,50
	8 "	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,25	1,00	0,00
	1 Platte	27,75	29,75	30,25	30,25	30,00	30,00	28,00	24,75
	2 Platten	19,75	20,75	21,75	22,25	22,25	22,25	18,50	14,75
	4 "	9,75	10,00	10,50	11,00	11,00	10,25	7,25	4,50
	8 "	2,25	2,75	3,00	3,75	3,75	3,25	1,50	0,75
	1 Platte	27,00	27,00	28,00	28,00	28,00	27,00	23,00	20,50
	2 Platten	20,50	21,00	21,00	21,00	20,50	20,00	15,50	12,00
	4 "	7,00	7,50	8,00	8,00	8,00	7,00	4,50	2,50
	8 "	2,00	2,00	2,25	2,75	3,00	2,75	1,00	0,25

Bei diesen Versuchen war stets die nämliche kreisrunde Oeffnung von 12^{mm} Durchmesser den Strahlen vor ihrem Eintritt in die geneigten Lamellen dargeboten worden, d. h. es war immer dieselbe Wärmemenge zu ihnen gelangt. Die Abnahme der Zahlen bei einer und derselben Incidenz z. B. 0° von 1 bis 8 Platten zeigt deutlich den mit der Dicke schnell wachsenden Einfluss der Absorption. Nichts desto weniger ist derjenige, welchen die mit größerer Neigung ebenfalls vermehrte Dicke der durchstrahlten Schichten herbeiführt, bei der vorliegenden, den Durchgang der Wärme begünstigenden Polarisation nicht allein, wie bei der blauen Hausenblase, compensirt, sondern, wie in allen übrigen Fällen, sogar durch einen reichlicheren Durchgang bei größerer als bei geringerer Neigung der Platten überwogen worden.

Bemerkenswerth ist dabei, wie *das in der Masse gefärbte dunkelgelbe, orangefarbene Glas selbst bei etwas größerer Dicke durchweg höhere Ablenkungen am Thermoskop auftreten liefs als das mit der farbigen Schicht nur überfangene hellgelbe*, d. h. sich *diathermaner* erwies als *das durchsichtigere*.

Um die mit der Neigung zusammenhängenden Aenderungen bei verschiedener Plattenzahl besser mit einander vergleichen zu können, ist bei einer zweiten Versuchsreihe an die Stelle der constanten kreisrunden Oeffnung ein Spalt von beliebig zu ändernder Weite gesetzt worden, welcher bei Vermehrung der Platten in dem Grade breiter gemacht wurde, dafs für die Incidenz 0° der gröfsere Absorptionsverlust durch eine reichlicher eintretende Wärmemenge dergestalt ausgeglichen wurde, dafs die lothrecht hindurchgegangenen Strahlen stets (wie bei den früheren Versuchen) eine und dieselbe Ablenkung am Thermomultiplicator hervorbrachten.

Die folgenden, mit den gelben Gläsern gewonnenen Beobachtungen stellen die Polarisation bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol mit der bei horizontalem Hauptschnitt zusammen. Zum Vergleich war den farbigen Gläsern ein farbloses (von 2^{mm},5 Dicke) beigegeben worden.

Einfallswinkel:		0°	20°	40°	50°	55°	60°	70°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	15,00	14,75	14,25	13,50	12,40	10,00
			15	14,90	14,25	13,50	12,50	11,50	8,50
			15	14,50	14,25	13,50	12,25	11,00	7,00
	2 Platten	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	14,50	13,40	11,50	10,50	9,50	6,50
			15	14,25	13,00	10,50	8,75	7,50	4,50
			15	14,00	12,50	10,00	8,50	7,50	3,50
	8 Platten	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	13,80	10,50	8,25	6,00	3,00	2,25
			15	13,00	10,00	7,50	5,00	2,50	1,25
			15	12,50	10,00	7,50	5,00	2,50	0,00
horizontal.	1 Platte	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	15,50	16,00	16,75	17,50	16,75	15,25
			15	15,00	15,50	15,50	16,00	15,50	14,50
			15	15,00	15,50	15,50	15,50	15,00	13,50
	2 Platten	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	15,50	16,50	17,00	18,00	17,00	14,50
			15	15,50	16,00	16,25	16,50	15,50	13,00
			15	15,25	15,75	16,00	16,25	15,50	12,50
	8 Platten	farblos dunkelgelben hellgelben } Glases.	15	17,10	18,75	21,00	21,75	20,70	12,75
			15	16,50	18,00	18,75	18,75	16,50	9,75
			15	15,75	17,25	18,00	18,00	16,20	7,50

Diese Zahlen geben deutlich zu erkennen, wie bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol, dessen Polarisation die Durchstrahlung in weiten Gränzen beeinträchtigt, die gelben Gläser eine stärkere Abnahme bewirken als das farblose und wie die bei horizontaler Lage des Hauptschnitts eintretende Steigerung bei jenen eine schwächere als bei diesem ist. Nichts desto weniger tritt hier die Abnahme auch bei den gelben Gläsern erst bei Ueberschreitung des Polarisationswinkels (55°) ein, worauf sie bei ihnen wieder bedeutender ist als bei dem farblosen Glase. Verminderung in dem einen, wie Vermehrung des Durchgangs in dem andern Falle werden durch die größere Plattenzahl befördert.

Um die mannigfachen Fälle der Absorption, so weit sie gegen die verschiedenen Wärmefarben: Strahlen von ungleicher Wellenlänge, gerichtet ist, möglichst zu umfassen, kamen Gläser noch anderer Farbe, überhaupt von allen Nüancen des prismatischen Sonnenbildes vom roth bis zum blau, zur Anwendung.

Dieselben wurden, wie schon bei früheren Beobachtungsreihen — zum besseren Anschluß an den Wendepunkt 55° — auf die Neigungswinkel 15° , 25° , 35° , 45° u. s. w. eingestellt.

Die mit einem *dunkel-* und einem *hellrothen* Ueberfang-Glase, verglichen mit einem farblosen, angestellten Untersuchungen sind in der folgenden Uebersicht enthalten, welche außer den extremen Fällen der Polarisation bei vertikalem und horizontalem Hauptschnitt des Nicol auch den — den ursprünglich nicht polarisirt einfallenden Strahlen entsprechenden — Zwischenfall der Nicolstellung auf 45° aufführt.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte	12	12,00	11,88	11,70	11,40	10,80	9,30	6,60
	2 Platten		11,81	11,45	10,80	9,90	8,40	6,90	4,32
	4 „		11,76	11,40	10,20	8,70	6,00	3,90	1,94
	1 Platte	12	11,83	11,64	11,41	10,75	9,75	8,25	5,25
	2 Platten		11,75	11,25	10,50	9,50	7,25	5,25	3,00
	4 „		11,50	10,50	9,00	6,50	4,00	2,00	0,80
	1 Platte	12	11,75	11,50	11,25	10,25	9,00	7,00	3,75
	2 Platten		11,62	10,87	9,75	8,50	6,38	4,12	2,00
	4 „		11,00	9,40	8,00	5,00	3,00	1,34	0,50
45°	1 Platte	12	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	11,40	9,60
	2 Platten		12,00	12,00	12,00	12,00	11,76	10,56	8,40
	4 „		12,00	12,00	12,00	12,00	11,63	8,88	5,34
	1 Platte	12	12,00	12,00	12,00	12,00	11,50	10,35	7,63
	2 Platten		12,00	12,00	12,00	11,50	11,00	8,50	5,50
	4 „		12,00	12,00	12,00	11,40	10,80	7,50	3,75
	1 Platte	12	12,00	12,00	12,00	11,50	11,00	9,00	5,87
	2 Platten		12,00	12,00	12,00	11,20	10,20	7,20	4,20
	4 „		12,00	12,00	11,00	10,00	8,00	4,68	2,14

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
horizontal.	1 Platte 2 Platten 4 "	12 12 12	12,00 12,12 12,26	12,12 12,30 12,74	12,30 12,96 13,50	12,60 13,50 14,24	12,60 13,50 15,00	12,00 12,30 13,34	11,24 9,78 8,10
	1 Platte 2 Platten 4 "	12 12 12	12,05 12,15 12,30	12,15 12,45 12,70	12,25 12,80 13,30	12,40 13,25 13,75	12,50 13,50 14,00	11,70 12,12 12,37	10,75 8,75 6,25
	1 Platte 2 Platten 4 "	12 12 12	12,00 12,00 12,20	12,00 12,10 12,40	12,00 12,25 12,60	12,00 12,25 12,75	12,00 12,25 12,75	11,00 10,75 9,00	9,39 7,75 4,37

Innerhalb der *ersten Gruppe* sind die mit wachsendem Einfallswinkel und vermehrter Plattenzahl abnehmenden Werthe beim dunkelrothen Glase geringer als die den gleichen Winkeln und gleicher Plattenzahl zugehörigen des farblosen Glases, beim hellrothen kleiner als die entsprechenden Werthe des dunkelrothen.

Der Unterschied in diesen Werthen verschiedener Gläser wächst mit ihrer Neigung und ihrer Anzahl. So geht z. B. bei 4 farblosen Gläsern die Intensität vom Einfallswinkel 0° bis 75° auf etwa den 6^{ten}, bei 4 Platten dunkelrothen Glases auf den 15^{ten}, bei 4 hellrothen Gläsern auf den 24^{ten} Theil herab. — Für eine und dieselbe Incidenz z. B. 75° verhält sich der Durchgang durch 1 Platte zu dem durch 4 Platten beim farblosen Glase wie 3,4 : 1, beim dunkelrothen wie 6,6 : 1, beim hellrothen wie 7,5 : 1.

Die Zahlen der *mittleren Gruppe* weisen eine constante Durchstrahlung der Wärme bis zur Neigung der Platten des farblosen Glases von 55° , des dunkelrothen von 45° , des hellrothen von 35° nach, aber auch bei den letzteren erfolgt ein beschleunigtes Herabsteigen der Intensität erst bei einer Incidenz über 55° , beim dunkelrothen schneller als beim farblosen, beim hellrothen schneller als beim dunkelrothen.

Die Steigerung der Durchstrahlung in der *letzten Gruppe* kommt bei den dunkelrothen Gläsern derjenigen bei den farblosen sehr nahe, aber auch bei dem hellrothen, bei welchem sie den geringsten Grad erreicht, erhält sie sich noch bis 55° . Dann tritt eine Abnahme ein, welche zwischen 55° und 75° den betreffenden Maximalwerth bei 4 farblosen Gläsern nicht ganz auf die Hälfte, bei 4 dunkelrothen auf etwas weniger als die Hälfte, bei den 4 hellrothen Gläsern auf den dritten Theil zurückführt. Für den Einfallswinkel 75° beträgt die Reduction der durchgestrahlten Wärme von 1 Platte auf 4 Platten beim farblosen Glase wie 1,4 : 1; beim dunkelrothen wie 1,7 : 1; beim hellrothen wie 2,2 : 1.

Eine besondere Eigenthümlichkeit bieten noch die Durchgänge der Wärme bei der Incidenz 65° dar. Die vielbesprochene Steigerung derselben vor Erreichung des Winkels 55° wird durch die Anzahl der Glasplatten begünstigt. Demgemäß nehmen in der dritten Rubrik der vorigen Tabelle für 0° bis 55° die Zahlen in vertikaler Reihe von 1 auf 4 Platten bei jedem Glase zu. Bei sehr diathermanen Substanzen findet dies auch nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels noch eine Zeit lang statt, bei weniger diathermanen aber überwiegt alsdann der mit der Dicke gesteigerte Einfluss der Absorption. Jenes beobachtet man am farblosen und dunkelrothen, dies am hellrothen Glase. Bei jenen vergrößern sich auch unter 65° die Beträge von 1 auf 4 Platten, bei diesem vermindern sie sich. Immer freilich ist der steigernde Einfluss der Plattenvermehrung bis 55° größer als über 55° hinaus. Derselbe lässt z. B.

bei 4facher Plattenzahl des farblosen Glases den Wärmedurchgang unter 55° von 12,6 auf 15 oder 12:14,29, unter 65° nur in dem Verhältniß von 12:13,34 sich erhöhen¹⁾).

Aus allen diesen Wahrnehmungen ergibt sich zugleich die nicht vorherzusehende Thatsache, daß (ähnlich wie bei dem dunkel- und hellgelben Glase, S. 346) *das dunkelrubinrothe Glas*, welches auf ein in dicker Schicht gelblich erscheinendes Unterglas aufgetragen war, erheblich *diathermaner als das durchsichtigere: hellrothe*, überdies mit einer dünneren (auf hoher Kante bläulichen) Unterlage versehene Glas sich zeigt: eine Erscheinung, welche auf die Mitwirkung der unsichtbaren Wärmestrahlen und die Abhängigkeit der Absorptionsverhältnisse von der chemischen Beschaffenheit der färbenden Substanz hinweist.

Der reichliche Durchgang der Wärme überhaupt, zumal aber seine Steigerung beim Neigen einer ganzen Anzahl solcher, die sichtbaren Strahlen stark zurückhalten-der dunkelrother Gläser (welche z. B. selbst in 4 Platten unter 65° noch mehr Wärme hindurchließen als bei der Incidenz 0° , d. h. bei dem Minimum der zu durchstrahlenden Dicke) hatte, besonders dem entgegengesetzten Verhalten der hellrothen gegenüber, etwas höchst Ueberraschendes. Ueberhaupt erleichterten die Lichterscheinungen die Untersuchung nicht und wäre es unmöglich gewesen, auf rein optischem Wege zu einer genauen Kenntniß der Gesetze dieses Vorgangs zu gelangen.

- 1) Um jedem Mißverständniß über den Einfluß der Plattenvermehrung bei horizontalem Hauptschnitt und Einfallswinkeln über 55° vorzubeugen, sey noch erwähnt, daß für eine constante Plattenzahl die hindurchstrahlende Wärme mit wachsendem Einfallswinkel jedesmal verhältnißmäßig desto schneller und weiter herabsinkt, je größer die Anzahl der Platten, es aber dessen ungeachtet bei sehr diathermanen Körpern vorkommt, daß bei einem und demselben Einfallswinkel (60° , 65°) über 55° der absolute Betrag der hindurchgehenden Wärme bei mehreren Platten höher als bei einer einzigen ist, sofern bei der Incidenz 0° in allen Fällen mit einer gleichen hindurchgelassenen Wärmemenge begonnen wurde.

Um die Uebergänge der Durchstrahlung von einem Stadium zum andern besser vergleichen zu können, sind wieder die *Verhältnisszahlen* gebildet, welche sich durch Division eines jeden der beobachteten Werthe in die Differenz zwischen ihm und seinem in horizontaler Reihe folgenden Nachbarwerthe ergeben. Die nachstehende Tabelle enthält diese Coefficienten.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptsehnitt des Nicol vertikal.	1 Platte 2 Platten 4 "	1 mm dicken farblosen Glasses.	0,000 0,016 0,020	0,010 0,030 0,036	0,015 0,057 0,101	0,026 0,083 0,147	0,053 0,152 0,310	0,139 0,179 0,350	0,290 0,374 0,502
	1 Platte 2 Platten 4 "	1 mm,5 bis 2 mm,0 dicken dunkelrothen Glasses.	0,014 0,021 0,042	0,016 0,043 0,087	0,020 0,067 0,143	0,058 0,095 0,278	0,093 0,237 0,385	0,154 0,276 0,500	0,364 0,429 0,600
	1 Platte 2 Platten 4 "	1 mm,25 bis 1 mm,5 dicken hellrothen Glasses.	0,021 0,031 0,083	0,021 0,065 0,145	0,022 0,103 0,149	0,089 0,128 0,375	0,122 0,249 0,400	0,222 0,354 0,553	0,464 0,515 0,627

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
45°.	1 Platte } 1mm 2 Platten } dicken farblosen 4 " } Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,050	0,158
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,020	0,102	0,205
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,031	0,236	0,399
	1 Platte } 1mm,5 bis 2mm,0 2 Platten } dicken dunkelrothen 4 " } Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,042	0,100	0,263
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,042	0,043	0,227	0,353
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,050	0,053	0,306	0,500
	1 Platte } 1mm,25 bis 1mm,5 2 Platten } dicken hellrothen 4 " } Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,042	0,055	0,172	0,348
		0,000	0,000	0,000	0,000	0,067	0,089	0,294	0,417
		0,000	0,000	0,000	0,083	0,091	0,200	0,415	0,543
	1 Platte } 1mm 2 Platten } dicken farblosen 4 " } Glases.	0,000	0,000	0,010	0,015	0,024	0,000	+0,048	+0,062
		0,010	0,010	0,015	0,054	0,042	0,000	+0,089	+0,205
		0,022	0,039	0,059	0,059	0,055	0,053	+0,110	+0,393
horizontal.	1 Platte } 1mm,5 bis 2mm,0 2 Platten } dicken dunkelrothen 4 " } Glases.	0,004	0,008	0,008	0,008	0,012	0,008	+0,064	+0,081
		0,012	0,025	0,028	0,028	0,035	0,019	+0,102	+0,278
		0,025	0,033	0,047	0,047	0,034	0,011	+0,116	+0,495
	1 Platte } 1mm,25 bis 1mm,5 2 Platten } dicken hellrothen 4 " } Glases.	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	+0,083	+0,146
		0,000	0,000	0,008	0,012	0,000	0,000	+0,122	+0,279
		0,017	0,016	0,016	0,016	0,011	0,000	+0,294	+0,526

Ein Blick auf diese Tafel zeigt zunächst für jede einzelne diathermane Substanz

1) bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol die mit dem Neigungswinkel (in horizontaler Linie) und der Plattenzahl (in vertikaler Reihe) stetig wachsenden Absorptionscoefficienten;

2) bei unter 45° gedrehtem Nicol eine anfängliche, die Absorption aufhebende Compensation, welche jene erst bei Annäherung des Einfallswinkels an den Polarisationswinkel eintreten und allmähig bei fortgesetzter Neigung und Plattenvermehrung sich steigern läßt;

3) bei horizontalem Hauptschnitt nicht nur ein Aufheben der Absorption, sondern vielmehr eine, durch die (mit — bezeichneten) Intensitätszunahme-Coefficienten dargestellte, durch die Plattenzahl erhöhte Vermehrung des Wärmedurchlasses. Erst bei dem Ueberschreiten des Polarisationswinkels (55°) gehen die negativen in die positiven Coefficienten über, d. h. an Stelle des gesteigerten tritt, nun auch hier ein verminderter Durchgang der Wärme, und diese positiven Absorptionscoefficienten wachsen wieder mit dem Einfallswinkel (in horizontaler Reihe) und der Anzahl der Platten (in vertikaler Linie).

4) innerhalb der nämlichen Neigungswinkel und für eine und dieselbe Anzahl von Glasplatten sind die Coefficienten am größten bei vertikalem, kleiner bei unter 45° gerichtetem, am kleinsten bei horizontalem Hauptschnitt des Nicol.

Für ungleich diathermane Körper, welche nach ihrer allgemeinen Fähigkeit die Wärme hindurchzulassen geordnet sind, gilt, daß

1) bei vertikalem Nicol-Hauptschnitt die, gleichen Neigungswinkeln und gleicher Plattenzahl angehörigen Verhältniszahlen am niedrigsten sind bei dem diathermansten Körper, höher bei dem folgenden, am höchsten bei der wenigst diathermanen Substanz;

2) bei auf 45° gestelltem Nicol die Constanz der hindurchgestrahlten Wärme sich bei fortgesetztem Neigen am

längsten erhält bei den diathermansten Platten, früher abbricht bei weniger diathermanen, bei noch kleinerem Einfallswinkel für die wenigst diathermanen; auch die Vermehrung der Platten solcher nicht unerheblich absorbirender Körper dieses Aufhören der constanten Menge hindurchgehender Wärme beschleunigt. An die Stelle der, diese Gleichmäßigkeit erhaltenden Compensation tritt alsdann eine überwiegende Absorption, von deren Coefficienten dasselbe gilt, wie von denen der ersten Gruppe (bei vertikalem Hauptschnitt).

3) bei horizontalem Hauptschnitt sind die (negativen) Intensitätszunahme-Werthe desto kleiner, und erreichen bei fortwährendem Neigen ihr Maximum bei um so kleinerem Einfallswinkel, je weniger diatherman die durchstrahlte Substanz ist. Indefs findet der Uebergang in die (positiven) Intensitätsabnahme-Werthe in keinem Beispiel vor dem Ueberschreiten des Polarisationswinkels statt und innerhalb der nämlichen Incidenzen wird der betreffende *Steigerungsgrad durch die Vermehrung der Platten begünstigt. Die positiven Absorptionscoefficienten dieser Gruppe folgen derselben Regel wie die der beiden ersten.

4) die Unterschiede der an den diathermansten bis zu den wenigst diathermanen Platten auftretenden Coefficienten sind in den mannigfachsten Vergleichen bei vertikalem Hauptschnitt des Nicol am kleinsten, größer bei dem unter 45° gestellten, am größten bei horizontalem Hauptschnitt.

Die mit *grünen* und *blauen Gläsern* erhaltenen Resultate sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt, in welcher, wenn zwar gleichzeitig die beiden grünen, so wie für sich die zwei blauen Gläser untersucht waren, doch, um die Platten nach ihrer Diathermanität zu ordnen, das hell- und dunkelblaue Glas zwischen ein hellgelblich grünes und ein hellbläulich grünes gesetzt worden sind ¹⁾. Zum Vergleich ist ihnen dasselbe farblose Glas wie den rothen Gläsern hinzugefügt worden.

- 1) Es war bei dieser Ermittlung eigenthümlich, daß eine Platte des gelblich grünen Glases sich weniger diatherman, als eine des hellblauen, dagegen vier Platten des ersteren sich diathermaner zeigten als vier des letzteren Glases.

Die Zahlen sind Ablenkungen der Galvanometernadel, bewirkt durch Einstrahlung der zu messenden hindurehgegangenen Wärme auf die mit dem Galvanometer verbundene Thermosäule.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte { 2 Platten { 4 " } 1mm dicken farblosen Glasen.	10 10 10	10,00 9,84 9,80	9,90 9,54 9,50	9,75 9,00 8,50	9,50 8,25 7,25	9,00 7,00 5,00	7,75 5,75 3,25	5,50 3,60 1,62
	1 Platte { 2 Platten { 4 " } 2mm dicken hellgelblich grünen Glasen.	10 10 10	9,90 9,80 9,67	9,80 9,40 9,25	9,50 8,90 8,00	9,00 8,00 6,70	8,50 6,50 4,33	7,20 4,75 2,60	4,75 2,75 1,20
	1 Platte { 2 Platten { 4 " } 2mm dicken hellblauen Glasen.	10 10 10	9,90 9,75 9,50	9,75 9,35 9,00	9,25 8,30 8,00	8,75 8,00 6,20	8,00 6,20 3,80	7,00 4,25 2,25	4,50 2,25 1,00
	1 Platte { 2 Platten { 4 " } 1mm, 25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glasen.	10 10 10	9,80 9,50 9,30	9,50 9,00 8,25	9,00 8,00 6,75	8,00 7,00 5,25	7,00 4,50 3,00	6,00 2,50 1,50	3,50 1,25 0,75
	1 Platte { 2 Platten { 4 " } 1mm, 25 dicken hellbläulich grünen Glasen.	10 10 10	9,65 9,40 9,00	9,33 8,80 8,00	9,00 8,00 6,50	8,00 6,40 5,00	6,40 4,00 2,50	4,80 2,40 1,25	2,80 1,00 0,30

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
45°.	1 Platte } 2 Platten } 4 " } 1mm dicken farblosen Glasses.	10 10 10	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	10,00 9,80 9,69	9,50 8,80 7,40	8,00 7,00 4,45
	1 Platte } 2 Platten } 4 " } 2mm dicken hellgelblich grünen Glasses.	10 10 10	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	10,00 10,00 10,00	9,90 9,75 9,60	9,35 8,75 7,30	7,57 5,50 3,50
	1 Platte } 2 Platten } 4 " } 2mm dicken hellblauen Glasses.	10 10 10	10,00 10,00 10,00	10,00 9,80 9,60	10,00 9,65 9,31	10,00 9,60 9,15	9,75 9,10 8,25	9,00 7,50 5,75	7,00 5,00 2,75
	1 Platte } 2 Platten } 4 " } 1mm, 25 bis 2mm dicken dunkelblauen Glasses.	10 10 10	10,00 9,90 9,80	10,00 9,65 9,40	10,00 9,50 9,12	9,90 9,40 8,95	9,50 8,50 8,00	8,00 6,75 5,50	6,00 4,00 2,00
	1 Platte } 2 Platten } 4 " } 1mm, 25 dicken hellbläulich grünen Glasses.	10 10 10	9,90 9,78 9,65	9,75 9,44 9,25	9,60 9,11 8,90	9,00 8,78 8,50	8,50 7,78 7,25	7,00 6,44 5,00	5,37 3,33 1,50

Einfallswinkel:

		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm dicken farblosen Glas.	10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	10,00	9,37 8,15 6,75
		10	10,10	10,25	10,80	11,25	11,87	10,25	
		10	10,22	10,62	11,25			11,12	
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellgelblich grünen Glas.	10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	10,00	9,00 6,67 5,75
		10	10,00	10,15	10,60	11,00	11,00	10,10	
		10	10,20	10,50	11,12	11,80	12,40	10,75	
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellblauen Glas.	10	10,00	10,00	10,20	10,40	10,40	9,75	9,00 6,50 5,00
		10	10,00	10,15	10,40	10,75	10,75	9,50	
		10	10,15	10,37	10,80	11,25	11,50	9,12	
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 bis 2 mm dicken dunkelblauen Glas.	10	10,00	10,00	10,10	10,25	10,25	9,50	8,50 5,50 3,00
		10	10,00	10,10	10,25	10,50	10,50	8,75	
		10	10,10	10,25	10,60	11,00	11,00	8,00	
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 dicken hellbläulich grünen Glas.	10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	9,25	8,00 5,22 2,68
		10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	8,70	
		10	10,00	10,00	10,00	10,00	10,00	7,70	

horizontal.

Diese Werthe zeigen, wie (ungeachtet der für die senkrechte Incidenz bei sämmtlichen Gläsern mittelst Regulirspaltes gleich hergestellten hindurchgedrungenen Wärme) bei allen Neigungen, *die Durchstrahlung durch das hellbläulich grüne Glas nicht allein erheblich geringer als durch das nicht hellere, fast doppelt so dicke gelblich grüne, sondern selbst als das bedeutend weniger durchsichtige dunkelblaue Glas ist.* Es ist dabei zu bemerken, daß sowohl die grünen wie das hellblaue und zwei Platten des dunkelblauen Glases in der Masse gefärbt waren. Die beiden andern 2^{mm} dicken dunkelblauen Gläser waren zwar nur überfangen, zeigten jedoch, einer besonderen Ermittlung gemäß, dieselbe Diathermanität wie die 1^{mm},25 dicken in der Masse gefärbten.

Die allgemeine Gesetzmäßigkeit wird durch die vorstehende Tabelle in übersichtlichster Form erkennbar.

1) Fallen unter sich parallele Wärmestrahlen auf eine allmähig vermehrte Anzahl paralleler diathermaner Platten und ist die bei senkrechter Incidenz durch diese ungleiche Zahl von Platten hindurchgehende Wärme in Folge besonderer Regelung jedesmal die nämliche, so geht beim Drehen derselben unter gleichem Neigungswinkel und gleicher Plattenzahl ein um so geringerer Wärme-Antheil hindurch, je weniger die Substanz der Platten diatherman ist, die Wärmestrahlen mögen unpolarisirt oder in irgend welcher Ebene polarisirt seyn.

Innerhalb jeder der drei, durch die Polarisition der Strahlen von einander unterschiedenen, Rubriken sind die demselben Einfallswinkel und der nämlichen Plattenzahl zugehörigen Angaben des Thermomultiplicators am größten beim farblosen Glase, kleiner beim gelblich grünen, wiederum kleiner beim hellblauen, noch geringer beim dunkelblauen, am geringsten beim bläulich grünen Glase.

Der Grad der Abnahme dieser hindurchstrahlenden Wärme bei fortgesetzter Neigung und Plattenvermehrung steht in umgekehrtem Verhältniß zur Diathermanität des durchstrahlten Körpers.

Unter den vorliegenden Beispielen sind zu leichtem Ueberblick die extremen Fälle des farblosen und bläulich grünen Glases die geeignetsten. In jeder Abtheilung stehen z. B. die Werthe für 1 Platte bei 0° und 75° , so wie für 75° bei 1 und 4 Platten einander am nächsten be dem ersteren, am fernsten bei dem letzteren Glase.

2) Bei unpolarisirt (oder unter 45° polarisirt) einfallender Wärme wird durch die, mit der Brechung in den Platten zusammenhängende, erst in ihnen erzeugte theilweise Polarisation (deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht) die Abnahme der Wärme in den gedachten Fällen anfangs ganz oder zum Theil aufgehoben, desto vollkommener je diathermaner, in um so geringerem Mafse, je weniger diatherman die durchstrahlten Substanzen.

Der Vergleich der Gläser in der zweiten Rubrik zeigt, wie die constante Wärmeintensität beim farblosen und gelblich grünen Glase sich bis zum Einfallswinkel 55° , beim hellblauen bis 25° erhält, beim dunkelblauen und bläulich grünen aber schon bei 15° eine Abnahme beginnt, die von 55° ab erheblich sich steigert.

Sind die Wärmestrahlen vor ihrem Eintritt in die Platten bereits derart vollständig polarisirt, daß ihre Polarisationsebene mit der Brechungsebene zusammenfällt, so findet ein mit wachsender Neigung und Plattenzahl stetig verminderter Durchgang derselben statt. Die zur Thermosäule gelangenden Wärmeintensitäten sind demnach geringer als in dem vorigen Falle und steigen desto tiefer und um so schneller herab, je weniger diatherman die durchstrahlten Platten.

Die dem farblosen Glase zugehörigen Werthe der ersten Rubrik (Hauptschnitt des Nicol vertikal), verglichen mit denen des bläulich grünen Glases, zwischen welche das gelblich grüne und die blauen Gläser entsprechend sich einreihen, lassen hierüber keinen Zweifel. Sämmtliche Zahlen dieser Abtheilung sind kleiner als die einer gleichen Stufe angehörigen der vorbesprochenen (Hauptschnitt 45°). Bei einfachem farblosem Glase geht beim Neigen von 0°

auf 75° die auf der andern Seite desselben austretende Wärme von 10 auf 5,5, bei bläulich grünem von 10 auf 2,8 herab. — Für 75° vermindert dieselbe sich bei der Durchstrahlung von 1,* dann 4 farblosen Gläsern von 5,5 auf 1,62 (oder 1 : 0,30), bei 1 und 4 bläulich grünen von 2,8 auf 0,30 (d. h. 1 : 0,11).

Ist aber die ursprüngliche Polarisation eine solche, daß Polarisations- und Brechungsebene unter 90° gegen einander gekreuzt sind, so wird bis der Einfallswinkel den Polarisationswinkel überschreitet, selbst bei stark absorbirenden Substanzen jene Verminderung der Wärme mehr als aufgehoben: es tritt eine Steigerung der Intensität an ihre Stelle, welche desto beträchtlicher ist, je diathermaner die Platten. Die beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels erfolgende Abnahme der Wärme bleibt aber immer noch eine geringere, als bei den nicht polarisirt eintretenden Strahlen. Durchgehends sind dem zufolge die Durchstrahlungs-Werthe unter diesen Verhältnissen die höchsten.

Die Vermehrung der Platten begünstigt die gedachte Steigerung, und zwar macht dieser Einfluß sich in desto höherem Grade und auf um so weitergehende Neigung geltend, je diathermaner die Substanz, bis schliesslich bei allen die fortgesetzte Vergrößerung des Winkels und die Vermehrung der Platten eine Abnahme der hindurchstrahlenden Wärme herbeiführt.

Die in der dritten Rubrik (Nicol-Hauptschnitt horizontal) enthaltenen Beobachtungen erweisen lauter höhere Werthe als die an entsprechender Stelle stehenden der zweiten Abtheilung. Sie lassen ferner bei den vier ersten Gläsern zwischen 0° und 55° (ihrem Polarisationswinkel) eine mit der Plattenzahl wachsende Steigerung des Wärmedurchgangs erkennen, welche vom farblosen Glase an, beim gelblich grünen, zum hell- und dunkelblauen in dem Maaße geringer wird, als die Diathermanität der Glasmasse in derselben Reihenfolge abnimmt. Bei dem wenigst diathermanen bläulich grünen Glase erhält sich zwischen 0° und

55°
inter
die
 65°
unte
lich
bei
bläu
Bei
befü

dur
Von
mar
am
kan
Ers
niß
un
ge

Ta

35° an 1 wie an 4 Platten nur die Constanz der Wärmeintensität: die sonst eintretende Steigerung wird durch die Absorption vollkommen compensirt. Bei der Incidenz 65° zeigt sich die charakteristische Eigenthümlichkeit, daß unter Vermehrung der diathermaneren farblosen und gelblich grünen Gläser eine Erhöhung der Durchstrahlung, bei größerer Zahl der weniger diathermanen blauen und bläulich grünen Gläser aber eine Verminderung erfolgt. Bei 75° ist bei allen eine durch die größere Plattenzahl beförderte Schwächung der Wärme ersichtlich.

Die besonderen Grade von Zu- und Abnahme der hindurchgehenden Wärme in den einzelnen Stadien dieser Vorgänge, welche mit Rücksicht auf jene allmälige Diathermanitätsänderung sich an einander anschließen, werden am besten an den, wie oben bestimmten, *Coefficienten* erkannt, deren Bildung neben dieser Gesamtübersicht der Erscheinungen den Vortheil gewährt, durch ihr Verhältniß zu einander etwaige Unregelmäßigkeiten aufzufinden und somit eine einzelne Beobachtung, der ganzen Reihe gegenüber, zu controlliren.

Auf dieselben Gläser bezüglich sind sie in der folgenden Tafel enthalten.

Einfallswinkel:		0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
Hauptschnitt des Nicol vertikal.	1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm dicken farblosen Glas.	0,000 0,016 0,020	0,010 0,030 0,036	0,015 0,057 0,101	0,026 0,083 0,147	0,053 0,152 0,310	0,139 0,179 0,350	0,290 0,374 0,502
	1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellgelblich grünen Glas.	0,010 0,020 0,033	0,010 0,041 0,043	0,031 0,053 0,135	0,053 0,101 0,162	0,056 0,187 0,354	0,153 0,269 0,400	0,340 0,421 0,538
	1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellblauen Glas.	0,010 0,025 0,050	0,015 0,041 0,053	0,051 0,059 0,111	0,054 0,091 0,225	0,086 0,225 0,387	0,125 0,315 0,408	0,357 0,471 0,555
	1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 bis 2 mm dicken dunkelblauen Glas.	0,020 0,050 0,070	0,031 0,053 0,113	0,053 0,111 0,182	0,111 0,125 0,222	0,125 0,357 0,429	0,143 0,444 0,500	0,417 0,500 0,633
	1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 dicken hellbläulich grünen Glas.	0,035 0,060 0,100	0,083 0,064 0,111	0,085 0,091 0,187	0,111 0,200 0,231	0,200 0,375 0,500	0,250 0,400 0,500	0,417 0,583 0,760

Einfallswinkel:

	0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
1 Platte } 1mm dicken 2 Platten } farblosen 4 " } Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,020 0,031	0,050 0,102 0,236	0,158 0,205 0,399
1 Platte } 2mm dicken 2 Platten } hellgelblich grünen 4 " } Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,010 0,025 0,040	0,056 0,103 0,240	0,190 0,371 0,521
1 Platte } 2mm dicken 2 Platten } hellblauen 4 " } Glases.	0,000 0,000 0,000	0,000 0,000 0,000	0,000 0,020 0,040	0,000 0,015 0,030	0,000 0,005 0,017	0,025 0,052 0,098	0,077 0,176 0,303	0,222 0,333 0,522
1 Platte } 1mm, 25 bis 2mm 2 Platten } dicken dunkelblauen 4 " } Glases.	0,000 0,010 0,020	0,000 0,010 0,041	0,000 0,025 0,041	0,000 0,016 0,030	0,010 0,011 0,019	0,040 0,096 0,106	0,156 0,206 0,312	0,250 0,407 0,636
1 Platte } 1mm, 25 dicken 2 Platten } hellbläulich grünen 4 " } Glases.	0,010 0,022 0,035	0,020 0,035 0,040	0,020 0,035 0,040	0,020 0,035 0,040	0,060 0,086 0,045	0,060 0,114 0,147	0,176 0,172 0,310	0,233 0,482 0,700

45°.

Einfallswinkel:

	0°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm dicken farblosen Glas.	-0,000	-0,010	-0,015	-0,024	-0,000	+0,048	+0,052
		-0,010	-0,015	-0,054	-0,042	-0,000	+0,089	+0,205
		-0,022	-0,039	-0,059	-0,055	-0,053	+0,110	+0,393
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellgelblich grünen Glas.	-0,000	-0,010	-0,015	-0,024	-0,000	+0,048	+0,100
		-0,000	-0,015	-0,044	-0,038	-0,000	+0,082	+0,346
		-0,020	-0,029	-0,059	-0,061	-0,051	+0,133	+0,465
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	2 mm dicken hellblauen Glas.	-0,000	-0,000	-0,020	-0,020	-0,000	+0,062	+0,077
		-0,000	-0,015	-0,025	-0,034	-0,000	+0,116	+0,316
		-0,015	-0,022	-0,041	-0,042	-0,022	+0,207	+0,452
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 bis 2 mm dicken dunkelblauen Glas.	-0,000	-0,000	-0,010	-0,015	-0,000	+0,073	+0,105
		-0,000	-0,010	-0,015	-0,024	-0,000	+0,167	+0,371
		-0,010	-0,015	-0,034	-0,038	-0,000	+0,273	+0,625
1 Platte } 2 Platten } 4 " }	1 mm, 25 dicken hellbläulich grünen Glas.	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,075	+0,139
		-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,130	+0,400
		-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	-0,000	+0,230	+0,652

horizontal.

Diese, die Absorptionsgrade darstellenden Zahlen wachsen wieder innerhalb der ersten Gruppe mit dem Uebergange zu höheren Einfallswinkeln und zu größerer Plattenzahl und zwar auf desto höheren Betrag vom farblosen Glase in der aufgeführten Reihe bis zum bläulich grünen Glase. (Einzelne unvermeidliche Abweichungen halten sich innerhalb der Beobachtungsfehler).

Die der zweiten Gruppe eigenthümliche Compensation von Absorptions- und Polarisations einfluss tritt in derselben Reihenfolge desto mehr zurück und weicht bei um so kleinerem Winkel einer immer überwiegenderen Absorption vom farblosen zum bläulich grünen Glase. Innerhalb der blauen Gläser vermindern sich anfangs die Absorptionscoefficienten bei weiterem Neigen durch den entgegenwirkenden Einfluss der Polarisation. Stets erfolgt ein erheblich höherer Absorptionsgrad erst über 55° , um sich in entsprechender Weise von der ersten schwächer absorbirenden zu der letzten, die Strahlen am stärksten zurückhaltenden Substanz zu steigern.

Die in den negativen Coefficienten gekennzeichnete, nach Ueberwindung der Absorption erfolgende Steigerung des Wärmedurchgangs innerhalb der dritten Gruppe nimmt dem Grade nach an einem und demselben Glase bei desto kleinerem Winkel ab, je stärker dasselbe absorbirt. Dieselbe erreicht überhaupt im letzteren Falle eine desto geringere Höhe. Maximum und Minimum finden sich beim farblosen und beim bläulich grünen Glase, bei welchem die Begünstigung des Durchgangs eben nur die verhältnissmäßig starke Absorption zu compensiren vermag. Die Absorptionswerthe über 55° haben denselben Charakter wie in den beiden vorigen Gruppen. Dem Betrage nach sind sie niedriger als die entsprechenden der zweiten, diese niedriger als die der ersten Abtheilung. In ihrem Verhältniss zu einander bei den folgenden höheren Einfallswinkeln stehen z. B. bei der größten Plattenzahl die Coefficienten der letzten Gruppe sich ferner als die der vorigen diese einander ferner als die der ersten.

Die an den rothen Gläsern gemachten Erfahrungen und deren Folgerungen sind demnach an dieser größeren Anzahl verschiedenartiger absorbirender Platten in allen Theilen bestätigt worden und hat die *Gesetzmäßigkeit*, nach welcher ein fortschreitender *Einfluss der Absorption der durchstrahlten Substanz* sich geltend macht, in weiterem Umfange sich bewährt.

Verbunden mit den Ermittlungen der ersten Versuchsreihe, welche den *Einfluss der Polarisation der Wärme* auf deren Durchlaß feststellen sollten, lassen die der zweiten nunmehr die Gesamt-Wirkung deutlich überblicken.

In der Hauptsache hat die Untersuchung folgende That-sachen ergeben:

Der Durchgang der strahlenden Wärme durch geneigte diathermane Platten ist von der, durch die *Polarisation* gegebenen *Eigenthümlichkeit der Strahlen* und von der, die *Absorption* bestimmenden *Beschaffenheit der durchstrahlten Substanz* abhängig.

1) Sind die, auf einen drehbaren Satz paralleler diathermaner Platten von *möglichst geringer Absorption* fallenden Wärmestrahlen derart polarisirt, daß ihre ursprüngliche Polarisationsebene und die jenen Platten zugehörige Brechungsebene gleichgerichtet sind, so vermindert sich die hindurchgelassene Wärme beständig mit wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl. Aber der Grad dieser Abnahme ist vor Erreichung des Polarisationswinkels (bei Gläsern, Sylvín, Steinsalz c. 55°) höher als nach Ueberschreitung desselben.

Nur bei dünnen Steinsalzlammellen ist es unter den gegenwärtig mitgetheilten Versuchen gelungen, solches bei geringem Ueberschreiten dieses Winkels wahrzunehmen. Selbst bei den farblosesten Gläsern so wie beim Sylvín führt die Absorption der Masse, begünstigt durch die, mit dem Neigen vergrößerte Dicke der durchstrahlten Schicht meist eine auch dem Grade nach wachsende Abnahme des Wärmedurchlasses herbei.

2) Stehen die Polarisationsebene der Strahlen und die bezeichnete Brechungsebene auf einander senkrecht, so vermehrt sich die Durchstrahlung bei zunehmendem Einfallswinkel und der Grad dieser Steigerung wächst mit der Anzahl der Platten. Dieser Grad der Wärmezunahme erhöht sich beständig, bis der Polarisationswinkel erreicht ist. Erst bei größerem Einfallswinkel tritt eine, von nun an mit dem Incidenzwinkel gesteigerte, durch die Vermehrung der Platten begünstigte Abnahme der Wärme ein.

Dünne Steinsalzplatten allein ließen diese Zunahme des Grades der Wärmevermehrung beim Durchgange durch die bis zum Polarisationswinkel geneigten Lamellen erkennen. Bei den farblosen Gläsern dauerte zwar die Erhöhung des Wärmedurchgangs bis zum Ueberschreiten jenes Winkels fort, doch war der Grad dieser Erhöhung während des Neigens nicht bis zum Polarisationswinkel im Wachsen. Beim Sylvin erreichte die Steigerung ihr Maximum schon vor dem Polarisationswinkel, bis zu dessen Eintritt sie auf demselben verharrete.

Wie weit der, die Reichlichkeit des Wärmedurchlasses begünstigende Einfluß der Plattenvermehrung bei einem und demselben Einfallswinkel nach Ueberschreitung des Polarisationswinkels, z. B. bei 60° und 65° , in der Praxis hervortrat, hing von der Beschaffenheit der diathermanen Platten ab.

3) Bilden die ursprüngliche Polarisationsebene der zu den diathermanen Platten gelangenden Wärmestrahlen einen Winkel von 45° mit der Brechungsebene dieser oder fallen sie nicht polarisirt auf dieselben, so stehen die Erscheinungen zwischen den eben beschriebenen der extremen Fälle; weil aber der Durchgang durch die geneigten Platten selbst eine Polarisation erzeugt, deren Grad sich bis zum Erreichen des Polarisationswinkels steigert und deren Ebene auf der Brechungsebene senkrecht steht, so nähern sie sich mehr den Wahrnehmungen des letzten Falles, in welchem die Strahlen ursprünglich schon vollständig in diesem Sinne polarisirt in die Platten eintreten.

Beim Steinsalz und farblosen Glase macht sich die charakteristische durch die Plattenzahl begünstigte Vermehrung des Wärmedurchgangs während des Neigens bemerklich, beim Sylvin zeigt sich eine Compensation, welche die Verminderung der Durchstrahlung bis zu höheren Einfallswinkeln verzögert.

Ist in den diathermanen Platten eine *bedeutendere Absorption* vorhanden, welche in einer ganzen Reihe z. B. farbiger Substanzen in immer überwiegenderem Maasse sich geltend macht, so ist

1) bei zusammenfallender ursprünglicher Polarisations- und Brechungsebene die Verminderung des Wärmedurchgangs bei gleichem Einfallswinkel und gleicher Plattenzahl desto beträchtlicher, je erheblicher die Absorption der Masse. Der Grad dieser Abnahme hindurchgelassener Wärme ist alsdann mit der Anzahl der Platten und der Vergrößerung des Neigungswinkels, resp. damit zusammenhängender beständiger Vermehrung der Dicke vor wie nach Erreichung des Polarisationswinkels in stetem Wachsen, wenn zwar auch hier nicht in steigendem Verhältniß.

2) Bei, unter 90° gekreuzter anfänglicher Polarisations- und Brechungsebene, vermehrt sich, starker Absorption ungeachtet, die durch die geneigten Platten hindurchstrahlende Wärme. Der Grad dieser Vermehrung erhöht sich auch jetzt mit der Anzahl der Platten, aber derselbe wächst nicht bis zur Erreichung des Polarisationswinkels. Der geringere Einfallswinkel der Strahlen, bei welchem dieser Steigerungsgrad von seinem Maximum wieder herabsteigt, ist desto kleiner, je stärker die Absorption der durchstrahlten Substanz. Auch die Steigerung des Durchgangs selbst kann vor dem Polarisationswinkel ihr Maximum erreicht haben, auf dem sie alsdann bis zur Ueberschreitung dieses Winkels verbleibt. Bei den stärksten absorbirenden der bisher untersuchten Platten erhielt sich eine constante Durchstrahlung der Wärme bei allen Incidenzen von der senkrechten bis zu der unter dem Polarisations-

winkel. Dann erst begann die mit größerem Einfallswinkel und Vermehrung der Platten wachsende Abnahme.

3) Treten die Wärmestrahlen unter 45° polarisirt oder unpolarisirt in den Satz paralleler geneigter Platten ein, so hebt anfangs die Wirkung der in den Platten selbst erzeugten Polarisation die sonst von der Absorption herbeigeführte Wärmeverminderung auf. Der Einfallswinkel oder die Plattenzahl, für welche diese Compensation beim Neigen und bei der Vermehrung der Platten von der Absorption überwogen wird, ist desto kleiner je stärker die Absorption. Ein wesentlich schnelleres Herabgehen der Wärmewirkung aber zeigt sich erst beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels.

Das Verständniß aller einzelnen Beobachtungen wird erleichtert, wenn man die beiden, bisweilen sich unterstützenden, bisweilen einander beeinträchtigenden Wirkungen der Polarisation der Strahlen und Absorption der Masse noch weiter aus einander hält, als es praktisch möglich ist.

Welcher Art die Durchstrahlungen sind, die, den *ungleich polarisirten Wärmestrahlen* gegenüber, eine Anzahl geneigter diathermaner Platten von ebener glatter Oberfläche und nicht diffundirender Beschaffenheit ihrer Masse darbieten würde, wenn die einfache, mit der Dicke zunehmende *Absorption der Substanz gar nicht vorhanden* wäre, läßt sich empirisch an keinem Körper in vollem Umfange feststellen. Denn auch an den diathermansten Lamellen macht sich von einer gewissen Neigung ab, wegen der immer zunehmenden durchstrahlten Dicke, eine Absorption mehr und mehr geltend. Dennoch lassen die gemachten Erfahrungen auch auf die in solchem Falle zu erwartenden Vorgänge schließen.

I.a) Bei gleichgerichteten Polarisations- und Brechungsebenen wird die, durch die geneigten Platten hindurchgelassene Wärme in erhöhtem Maasse abnehmen, während der zwischen Strahl und Normale auf die Platten ge-

gemessene Winkel von 0° auf den Polarisationswinkel (in den vorliegenden Beispielen 55°) übergeht, sodann und zwar schneller als während der Abnahme wieder zunehmen, während der Einfallswinkel von dem Polarisationswinkel bis auf 90° steigt.

b) Bei gekreuzten Polarisations- und Brechungsebenen wächst dagegen die hindurchgestrahlte Wärme beim Neigen der Platten zwischen den bezeichneten Winkeln (0° und 55°) in gesteigertem Grade, um alsdann für die Winkel 55° bis 90° wieder herabzugehen, und zwar schneller als sie gestiegen war.

Die Vermehrung der Platten beschleunigt im ersten Falle die Verminderung, im zweiten die Steigerung der hindurchgehenden Wärme-Antheils für die Einfallswinkel 0° bis 55° ; dieselbe befördert dort die Steigerung, hier die Verminderung des Wärmedurchlasses für die Incidenzen 55° bis 90° .

c) Bilden Polarisations- und Brechungsebene einen Winkel von 45° mit einander oder gelangen die Wärmestrahlen unpolarisirt zu den geneigten diathermanen Platten, so wird die Intensität der hindurchgelassenen Wärme für die Einfallswinkel 0° bis 55° ebenfalls steigen, für 55° bis 90° ebenfalls abnehmen; aber die absoluten Intensitäten werden geringer und die Steigerungs- und Verminderungsgrade sowohl in Betreff der Winkel als der Plattenzahl andere sein, als in dem Fall der unter 90° gekreuzten ursprünglich gegebenen Polarisations- und Brechungsebenen.

Aus den Neigungswinkeln als Abscissen und den Wärmedurchgängen als Ordinaten gebildete Intensitätscurven würden für jede Plattenzahl ihren Wendepunkt bei dem Polarisationswinkel haben, das erste System hier seine concaven, die beiden andern hier ihre convexen Scheitel, sämmtlich gleiche Ordinaten bei 0° und 90° .

II. Gesellt sich zu diesen complicirten Wirkungen der jedesmaligen Polarisation eine *Absorption der diathermanen Masse*, so fügt sie denselben einen, zwar dem Werthe nach für jede Substanz anderen, dem Charakter nach aber

durchaus gleichmäßigen Einfluß: den der jedesmaligen Intensitätsverminderung mit der Dicke der durchstrahlten Schicht unter den Neigungen von 0° bis 90° hinzu.

Dies hat zur Folge, daß z. B.

a) in dem Fall gleichgerichteter Polarisations- und Brechungsebenen bei dem Uebergange von dem Einfallswinkel 55° bis 90° niemals eine Steigerung der Wärme hat aufkommen können. Der günstigste Fall hat nur eine verminderte Abnahme (S. 343) erkennen lassen. Aber auch diese ist für eine, der wachsenden Absorption gegenüber sich geltend machende Gegenwirkung der Polarisation entscheidend, ebenso wie die über 55° hinaus geringer werdende Begünstigung der Absorption durch Vermehrung der Platten.

b) Bei gekreuzten Polarisations- und Brechungsebenen hat der vermindernde Einfluß der Absorption an den meisten Substanzen den sich steigernden Grad des Wärmedurchlasses bei dem Uebergange der Einfallswinkel von 0° bis 55° verdeckt. Aber die diathermansten dünnsten Lamellen haben ihn in der That hervortreten lassen (S. 343, 344). Ueber 55° hinaus nimmt die Begünstigung des Wärmedurchlasses durch Vermehrung der Platten in erhöhtem Maße ab.

c) Für die Stellung der beiden Ebenen unter 45° oder den Eintritt unpolarisirter Strahlen hat die Absorption vielfach der Vermehrung des Wärmedurchgangs zwischen den Winkeln 0° und 55° entgegen gewirkt, ohne jedoch den, die Durchstrahlung befördernden Einfluß der Polarisation und den charakteristischen Uebergang der Intensitätsverhältnisse beim Ueberschreiten des Polarisationswinkels unwahrnehmbar zu machen.

Demgemäß zieht sich in der Wirklichkeit die Intensitätscurve des ersten Falls auch für größere Winkel als 55° zur Abscissenaxe hinab und entbehrt bei jenem Winkel des Wendepunkts, welchen die ausschließlich durch die Polarisationsverhältnisse bedingten Wärmeerscheinungen darbieten würden.

In den beiden anderen Fällen rückt der convexe Scheitel der Intensitätscurve von 55° auf desto kleinere Winkel, je mehr die Absorption der betreffenden durchstrahlten Substanz sich geltend macht.

Aus diesen Gesichtspunkten erklären sich auch die specielleren Ergebnisse der Untersuchung:

1) Die für gleiche Winkelabstände der Plattenneigung berechneten Coefficienten der Wärmeabnahme sind *caeteris paribus* am größten für den Parallelismus der Polarisations- und Brechungsebenen; geringer, wenn diese unter 45° gegen einander gestellt sind; am kleinsten für die rechtwinklige Kreuzung dieser Ebenen, in welchem Falle zwischen den Einfallswinkeln 0° und 55° sogar Coefficienten der Wärmezunahme an Stelle derjenigen der Abnahme treten.

Unter sich aber stehen diese Werthe (in mannigfacher Beziehung verglichen) einander am nächsten innerhalb der ersten Polarisationsbedingung; weiter von einander innerhalb der zweiten; am fernsten unter der dritten.

Im Besonderen ist bei Incidenzen unter 55° der Unterschied der betreffenden Abnahme-, beziehungsweise Zunahme-Coefficienten (welche letztere jedoch im Experiment nie zu vollem Ausdruck kommen) bei einer Platte geringer als bei mehreren; über 55° innerhalb des ersten Polarisationsverhältnisses bei einer Platte größer, innerhalb der letzten Polarisation geringer, als bei vermehrter Plattenzahl.

2) Die den Einfallswinkeln über 55° zugehörigen Coefficienten, welche nicht jenem Wechsel (als Abnahme- oder Zunahme-Coefficienten) unterworfen sind, sondern stets eine Verminderung der Wärme anzeigen, übertreffen, wenn sie dem Parallelismus von Polarisations- und Brechungsebene angehören, diejenigen des mittleren Polarisationszustandes (Winkel der bezeichneten Ebenen 45°) mehr für niedrige Winkel als für höhere (bei gleicher Plattenzahl) und mehr für eine als für mehr Platten (bei gleicher Winkelhöhe). Dasselbe gilt von dem Ueberwiegen der Coefficienten dieses mittleren Polarisationszustandes über

diejen
zung
es zu
wink
ähnli

Pola
Platt
je w
Neig
der
ther
zun

A
tete
hat
St
zog

we

ge

39

Or

diejenigen des andern Extrems: der rechtwinkligen Kreuzung von Polarisations- und Brechungsebene. Damit hängt es zusammen, daß ihre Werthe bei wachsendem Einfallswinkel und zunehmender Plattenzahl schliesslich immer ähnlicher werden.

3) Die Coefficienten der Abnahme sind unter gleichen Polarisationsverhältnissen bei gleichem Winkel und gleicher Plattenzahl desto grösser, die der Zunahme desto kleiner, je weniger diatherman die durchstrahlte Substanz.

Auch der Grad der Wärmeabnahme bei fortgesetzter Neigung einer constanten Plattenzahl und bei Vermehrung der Platten unter constantem Winkel ist bei weniger diathermanen Körpern beträchtlicher, der Grad der Wärmezunahme geringer als bei den diathermaneren.

II. *Versuche über Fluorescenz;* *von E. Hagenbach.*

(Fortsetzung von S. 257.)

21. Guajak.

Auf das schöne violette Licht, das von einer beleuchteten weingeistigen Lösung des Guajakharzes ausstrahlt, hat schon Brewster aufmerksam gemacht; später hat Stokes diesen Körper einer genauern Untersuchung unterzogen.

Im directen Sonnenlichte ist die Fluorescenzfarbe der weingeistigen Guajaklösung prachtvoll blauviolett.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen, so erhält man folgende Erscheinung:

Die Fluorescenz beginnt mit röthlicher Nuance bei 392 (85), nach und nach geht die Farbennuance durch Orange etwa bei 554 (113) in's Gelb. In der Gegend von

G ist die Farbe grüngelb und geht dann durch Grün etwa in der Mitte von *G* und *H*₁ in's Bläuliche über und behält diese Nuance bis zu den Linien *H*. Etwa bei 696 (138) befindet sich ein erstes Maximum der Fluorescenz. Gleich hinter den Linien *H* wird die Fluorescenz sehr merklich schwächer, und wir haben ein Minimum der Fluorescenz bei 930 (179) d. h. bei der Linie *L*, welche zur Verstärkung des Minimums beiträgt. (Daß das Minimum nicht nur auf Kosten der Linie *L* gesetzt werden darf, ergibt sich aus dem Vergleich mit der Fluorescenzerscheinung des Uranglases, wo die Linie *L* keine so stark ausgesprochene Lichtverminderung hervorbringt.) Im Ultravioletten nach dem erwähnten Minimum nimmt die Fluorescenz wieder zu und hat nun eine violette Farbennuance, auch sieht man hier sehr deutlich die Fraunhofer'schen Linien; das Maximum dieser violetten im Ultravioletten liegenden Fluorescenz liegt bei 1059 (202), deutlich geht die Fluorescenz bis zu 1127 (214) und schwach bis zu 1253 (236).

Dieser Fluorescenzerscheinung entsprechend zeigt die Guajaklösung eine sehr starke Absorption der brechbaren Strahlen des Spectrums. Eine dem Minimum der Fluorescenz entsprechende Lichtverstärkung kann natürlich im Absorptionsspectrum nicht beobachtet werden, da das betreffende Minimum schon jenseits der Linien *H* liegt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt drei Maxima. Es beginnt dasselbe schwach bei 88 (33), deutlich bei 109 (36), das erste Maximum liegt bei 172 (47); bei 213 (56) nimmt ziemlich schnell die Lichtintensität ab bis zu einem Minimum bei 221 (56); ein zweites Maximum liegt bei 293 (68), das darauf folgende Minimum bei 441 (93); ein drittes Maximum liegt bei 623 (125), und das Ende liegt bei 767 (150). In Betreff der Lichtstärke ist das erste Maximum das hellste und das dritte das schwächste.

Geht das erregende Licht durch ein rothes Glas (No. 1), so erhält man eine rothe Fluorescenz, deren Spectrum von 75 (30) bis zu 151 (44) sich erstreckt.

Wird durch gelbes Glas (No. 9) inducirt, so ist die Fluorescenz mehr orange, und im Spectrum dieses Lichtes ist hauptsächlich Roth und Gelb zu sehen.

Wird durch grünes Glas (No. 8) die Fluorescenz erregt, so ist die Fluorescenzfarbe gelb; das Spectrum zeigt das erste und zweite Maximum durch ein deutliches Minimum getrennt, während das dritte Maximum fehlt.

Geht das erregende Licht durch ein blaues Glas (No. 3), so ist die Fluorescenzfarbe blaviolett, und man sieht alle drei Maxima. Das gleiche gilt für die Inducirung durch ein violettes Glas (No. 5).

In der Geißler'schen Stickstoffröhre haben wir eine schöne blaviolette Fluorescenz.

Festes Guajakharz fluorescirt auch.

22. Purpurin.

Die optischen Eigenschaften eines mit Alaunlösung versetzten Absudes von Krapp und verschiedener Lösungen von Purpurin sind durch Stokes¹⁾ und Pierre untersucht worden.

Bei meinen Untersuchungen habe ich die Lösungen von käuflichem Purpurin in Alaunlösung, Sodalösung und Aether untersucht; da sich diese drei Lösungen in mehreren Punkten verschieden verhalten, führe ich die Resultate gesondert auf.

Purpurin in Alaunlösung.

Die Fluorescenzfarbe dieser Lösung ist schön gelb; gelber d. h. weniger orange als die Farbe des fluorescirenden Naphtalinrothes und sehr ähnlich der Fluorescenzfarbe des oxydirten Brasilins.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche geworfen, so sieht man, daß in dem brechbaren Theile des Spectrums die Farbennuance ein reines gelb ist, während gegen den Anfang der Fluorescenz auf der rothen Seite hin dieselbe mehr in's Orange übergeht. Dieser Unterschied in der

1) *Quarterly Journ. of the Chem. Society* XII. pag. 218.

Farbe des Fluorescenzlichtes ist auch sehr auffallend, wenn man die Spalte eines kleinen Spectroskopes *à vision directe* über die Oberfläche hinführt, man erkennt dann deutlich, daß das Spectrum des von den brechbaren Strahlen erregten Lichtes aus roth, gelb und grün besteht, während das Licht, das von weniger brechbaren Strahlen erregt wird, nur rothe und gelbe Strahlen enthält.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 160 (45), wird stark bei *D* und zeigt drei Maxima der Fluorescenz. Das erste und zugleich stärkste Maximum liegt bei 274 (65), das zweite fast gleich starke bei 359 (79) und das dritte schwächere bei 460 (97). Die Fluorescenz geht dann noch im Ultravioletten bis 1159 (219).

Dieser Erscheinung der Fluorescenz entspricht genau das Verhalten bei der Absorption. Bei sehr starker Lösung wird der ganze brechbarere Theil des Spectrums absorbirt; die Absorption ist merklich von 202 (53) an, und bei 219 (56) wird es vollkommen dunkel. Wird nun verdünnt, so klärt es sich zuerst im Violett etwas auf, dann reducirt sich die Absorption auf einen breiten dunkeln Streif, der bei 227 (57) beginnt, ganz dunkel ist von 235 (58) bis 432 (92) und noch halbdunkel bis 502 (104).

Wird weiter verdünnt, so löst sich auf der brechbareren Seite ein etwas schwächerer schmaler Streif ab, der offenbar dem dritten Maximum der Fluorescenz entspricht; er geht von 448 (95) bis 490 (102). Bei weiterer Verdünnung löst sich der starke breite Streif in zwei deutliche Absorptionsstreifen auf, welche dem ersten und zweiten Maximum der Fluorescenz entsprechen; der erste Streif beginnt bei 239 (59), ist am stärksten von 260 (63) bis 280 (66) und geht bis 297 (69); der zweite beginnt bei 335 (75), ist am stärksten von 351 (78) bis 383 (83) und geht noch bis 408 (88). Von dem dritten Streif ist nun nichts mehr zu sehen, und es ist hell bis zu den *H*-linien. Bei noch weiterer Verdünnung merkt man, daß der erste Streif etwas stärker ist als der zweite.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei Ma-

xima, die durch ein sehr wenig ausgesprochenes Minimum von einander getrennt sind. Das Spectrum beginnt schwach bei 63 (28), deutlich bei 88 (32), das erste Maximum liegt bei 149 (43), das sehr schwach ausgeprägte Minimum bei 192 (51), das zweite Maximum liegt bei 213 (55), das Ende des deutlichen Spectrums bei 272 (65); schwaches Licht geht bis 293 (68). Wenn die Spalte des Spectralapparates nicht ganz eng ist, so sieht man das Minimum nicht mehr und erkennt dann nur ein Maximum, das etwa bei 184 (49) liegt. Pierre giebt ein Fluorescenzspectrum von Purpurin in Alaun an, bei welchem das Minimum viel stärker ausgesprochen ist als es bei meinem Versuche der Fall war; es mag dies von einer Verschiedenheit der von uns beiden zur Untersuchung angewandten Stoffe herühren.

Purpurin in Sodalösung.

Die Lösung des Purpurins in Soda fluorescirt viel geringer als die Alaunlösung, jedoch ist sie viel stärker gefärbt, was auf eine bedeutendere Absorption schließen läßt. Wir haben hier einen ganz ähnlichen Fall wie oben bei Lackmus; die Sodalösung enthält außer der fluorescirenden Substanz, die sich gleich wie in der Alaunlösung verhält, noch eine nicht fluorescirende aber die Absorption bedeutend beeinflussende Substanz. Dies zeigt sich auch deutlich bei Untersuchung des Absorptionsspectrums; den ersten und dritten Absorptionsstreif der Alaunlösung finden wir auch bei der Sodalösung; statt des zweiten finden wir einen stärkern Doppelstreif, der offenbar den der Fluorescenz entsprechenden Streif überdeckt, und dem wir die starke Färbung der Sodalösung zuschreiben müssen. Dieser Doppelstreif beginnt bei 309 (71), ist ganz stark von 327 (74) bis 424 (90) mit einer etwas helleren Stelle bei 412 (88) und geht noch abnehmend bis 453 (95).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes ist hier natürlich schwächer als bei der Alaunlösung, es ist deshalb nicht

so deutlich zu beobachten; doch liegt kein Grund vor, eine Verschiedenheit der beiden Spectren anzunehmen.

Aetherische Lösung.

Die ätherische Lösung zeigte mir eine sehr deutliche Fluorescenz, wenn sie auch nicht ganz so stark ist als bei der Alaunlösung; jedoch ist dieselbe merklich anders als bei den beiden andern schon besprochenen Lösungen. Schon bei der Beobachtung der Flüssigkeit im Sonnenlicht zeigt sich, daß die Fluorescenzfarbe anders ist und etwas mehr in's Grünliche geht; noch deutlicher treten aber die Unterschiede bei Untersuchung der Flüssigkeit im Spectrum und bei der Beobachtung des Absorptions- und Fluorescenzspectrums auf.

Wird nämlich das Spectrum auf die Oberfläche projicirt, so beginnt die Fluorescenz erst nach *D* bei 219 (56); das erste Maximum liegt bei *E*, ein relatives Minimum in der Mitte zwischen *E* und *F* bei 364 (80), das zweite Maximum bei *F*. Etwa bei 564 (115) nimmt die Stärke der Fluorescenz merklich ab, um *G* herum haben wir ein Minimum, dann nimmt sie wieder ein bischen zu, und ein schwaches drittes Maximum liegt etwas vor *H*₁. Bald nach *H*₂ nimmt die Fluorescenz sehr merklich ab und ist noch schwach sichtbar bis 1111 (211). Es giebt dieß eine Verschiebung nach dem violetten Ende beim Maximum I von 35, beim Maximum II von 61 und beim Maximum III von etwa 360 Theilen unserer Scala. Wenn man meine Scala auf die Kirchhoff'sche reducirt und die Messungen der Wellenlängen von Ångström berücksichtigt, so entsprechen die obigen Verschiebungen folgenden in Milliontel Millimeter gemessenen Verkürzungen der Wellenlängen, bei Maximum I 15, bei Maximum II 21 und bei Maximum III 70.

Die Absorption entspricht genau der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Dem ersten und zweiten Maximum entsprechen zwei deutliche Absorptionsstreifen, die sich auch in der von Stokes entworfenen Zeichnung finden.

Der erste etwas schwächere geht von 303 (70) bis 337 (76), der zweite geht von 387 (84) bis zu 436 (92) und hat seine dunkelste Stelle bei 420 (90). Dem schwachen dritten Maximum der Fluorescenz entspricht eine Absorption des brechbareren Theiles des Spectrums, die sich bei stärkeren Lösungen von 512 (106) an merklich macht, bei schwächeren Lösungen aber, selbst wenn die beiden andern Streifen noch deutlich sichtbar sind, nicht mehr zu erkennen ist.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt auch hier zwei durch ein schwaches Minimum getrennte Maxima, doch sind dieselben so gut wie die Maxima der Fluorescenz nach der violetten Seite verschoben.

Das Spectrum beginnt bei 108 (36), das erste Maximum liegt bei 172 (47), ein schwaches Minimum bei 239 (59), das zweite Maximum liegt bei 272 (65), das deutliche Ende bei 313 (72); schwaches Licht geht noch bis 334 (75). Wenn die Spalte des Spectralapparates nicht ganz eng ist, so sieht man das Minimum nicht mehr, und es erscheint dann nur ein Maximum in der Gegend von 233 (58).

Die Verschiebung im Vergleich mit dem Fluorescenzspectrum der Lösung in Alaun giebt für das Maximum I 23 und für das Maximum II 59 Theile meiner Scala; oder, wenn wir auf Verkürzung der Wellenlängen reduciren, für Maximum I 22 und für Maximum II 32 Milliontel Millimeter.

23. Orseille.

Brewster beschreibt die Fluorescenz einer durch den Sauerstoff der Luft umgeänderten alkoholischen Lösung von Orcin, auf die ihn Schunk aufmerksam gemacht hatte. Stokes hat gewöhnliche Orseille des Handels auf die optischen Eigenschaften untersucht, und das gleiche habe auch ich gethan.

Die Fluorescenz der Orseille fand ich am schönsten bei der ätherischen und der alkoholischen Lösung; da sich

diese beiden Lösungen optisch gleich verhielten, gilt das Folgende für beide. Eine wesentliche Aenderung habe ich jedoch gefunden, wenn die Lösung mit Ammoniak versetzt wird; ich werde deshalb das optische Verhalten der Flüssigkeit ohne Ammoniak und mit Ammoniak gesondert beschreiben.

Lösung ohne Ammoniak.

Die ätherische oder alkoholische ammoniakfreie Lösung von Orseille fluorescirt mit einer schönen orangegelben Farbe.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirt, so sieht man auf der rothen Seite zuerst eine auf den kleinen Raum zwischen *B* und *C* beschränkte rothe Fluorescenz; es rührt dieselbe offenbar von einem Gehalt an modificirtem Chlorophyll her, was auch dadurch bestätigt wird, daß ein ätherischer Auszug der Orseilleflechte deutlich die rothe Fluorescenz des modificirten Blattgrüns zeigt. Es folgt dann eine orangefarbene Fluorescenz, die bei 120 (38) schwach beginnt und stark ist von *D* bis 211 (54) mit dem Maximum bei 198 (52). Von 211 (54) an nimmt die Fluorescenz etwas ab und hat von *b* an eine mehr weißliche Farbennuance. Es nimmt dann die Stärke der Fluorescenz wieder zu, und vor *F* etwa bei 370 (81) haben wir ein schwaches zweites Maximum. (Beim Mitzählen der rothen Fluorescenz wäre es das dritte.) Die Fluorescenz geht nun schwach abnehmend bis in's Ultraviolette und hört etwa bei 1177 (222) auf.

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht das Verhalten bei der Absorption. Der rothen von Chlorophyll herrührenden Fluorescenz entsprechend ist zwischen *B* und *C* eine schwache Absorption bemerkbar. Dann kommen zwei Absorptionsstreifen, die den beiden beschriebenen Maxima der Fluorescenz entsprechen. Der erste merklich stärkere Streif geht von 165 (46) bis 211 (54) mit dem Maximum der Dunkelheit bei 198 (52); der zweite schwächere geht von 272 (65) bis *F*.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigt zwei Maxima, die durch ein sehr stark ausgeprägtes Minimum von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei 210 (54), das erste Maximum liegt bei 152 (44); es ist dann verhältnißmäßig dunkel von 214 (55) bis 288 (67), am dunkelsten bei 232 (58). Das zweite Maximum liegt bei 323 (73), das Ende bei 375 (82).

Das Maximum I ist viel lichtstärker als das Maximum II.

Wenn das Licht durch das Gefäß No. 11 mit Kupferoxydammoniak geht, so sieht man ebenfalls die beiden Theile des Fluorescenzspectrums.

Lösung mit Ammoniak.

Die mit Ammoniak versetzte Lösung fluorescirt schwächer und zeigt schon bei der directen Beobachtung im Sonnenlicht im Vergleich zu der nicht ammoniakalischen eine etwas mehr in's Weißliche gehende Fluorescenz. Deutlicher tritt der Unterschied auf bei der Fluorescenz im Spectrum und beim Verhalten in Betreff der Absorption. Wir haben nämlich ein Maximum der Fluorescenz mehr, das zwischen den beiden beschriebenen etwa bei 278 (66) liegt. Dieser Unterschied ist besonders deutlich, wenn man das auf die Oberfläche der Flüssigkeit projicirte Spectrum durch ein dunkelgelbes Glas (No. 9) ansieht.

Im Absorptionsspectrum sind ganz deutlich die diesen drei Maxima entsprechenden Streifen zu bemerken. Bei richtig gewählter Verdünnung der Flüssigkeit sieht man nämlich einen starken breiten den beiden ersten Maxima entsprechenden Absorptionsstreif von 149 (43) bis 231 (58) und einen viel schwächeren dem dritten Fluorescenzmaximum entsprechenden, der von 276 (65) bis *F* geht; bei Verdünnung trennt sich der breite Streif wieder in zwei, einen ersten stärkeren von 170 (47) bis 231 (58); und einen zweiten schwächeren von 264 (63) bis 293 (68).

Die Flüssigkeit mit Ammoniak giebt genau das gleiche Fluorescenzspectrum wie die Flüssigkeit ohne Ammoniak.

24. Safflor.

Safflorroth wird von Stokes unter den sehr empfindlichen Substanzen aufgezählt.

Ich untersuchte hauptsächlich eine alkoholische Lösung des gewöhnlichen käuflichen Safflorecarmins, die sehr schön gelb fluorescirt, so daß die Fluorescenzfarbe von Orseille dagegen gelbroth ist. Durch Zusatz von Essigsäure wird, wie ich durch Bolley erfahren habe, die Fluorescenz gesteigert.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz sehr schwach, etwa bei 174 (47), und zwar mit einer röthlichen Nuance, die durch Orange in Gelb übergeht und etwa bei 302 (70) die größte Stärke hat; von hier nimmt sie beim Vorrücken nach dem violetten Ende nur sehr langsam ab, bei 468 (98) ist sie noch ordentlich stark, nimmt dann noch weiter ab und ist im Minimum in der Gegend von *G*. Die Fluorescenz nimmt dann wieder zu, und etwas wenig vor *H*₁, etwa bei 812 (156) ist ein zweites schwächeres Maximum. Von 882 (171) an ist die Fluorescenz nur noch schwach, doch ist sie im Ultravioletten noch bemerkbar bis zu 1131 (214).

Das Verhalten in Betreff der Absorption entspricht der beschriebenen Fluorescenzerscheinung. Dem ersten Fluorescenzspectrum entspricht ein sehr deutlicher Absorptionsstreif, der bei einer stärkeren Lösung von 217 (55) bis 531 (109) und bei einer verdünnten von 282 (66) bis 387 (84) ging. Dem zweiten Fluorescenzmaximum entspricht eine Absorption des violetten Endes des Spectrums, die von 786 (154) an sehr ausgesprochen ist.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes beginnt bei 88 (32), das Maximum liegt bei 233 (58) und das Ende bei 293 (68).

Die wässrige Lösung fluorescirt auch, aber nicht so schön wie die weingeistige. Ein specifischer Unterschied in der Fluorescenz der beiden Lösungen war nicht zu bemerken.

25. Bichloranthracen.

Durch die Gefälligkeit des Hrn. Dr. A. Böckmann, Chemiker, erhielt ich etwas Bichloranthracen ($C_{14}H_8Cl_2$), auf dessen wundervolle blaue Fluorescenz Gräbe und Liebermann¹⁾ aufmerksam gemacht haben.

Die alkoholische Lösung dieser Substanz zeigt in der Sonne eine blaue Fluorescenzfarbe, die im Vergleich mit der des Amides der Terephtalsäure schon mehr violett ist.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz erst bei 712 (141), das Maximum liegt ein Weniges vor H_1 . Nach H_2 nimmt die Fluorescenz sehr merklich ab und geht noch schwach bis 1137 (215).

Die Absorption ist der beschriebenen Fluorescenzerscheinung entsprechend, indem das violette Ende des Spectrums absorbiert wird. Bei einer etwas größeren Schicht ist es dunkel von 741 (146) an; diese Gränze weicht bei Verdünnung nach und nach gegen das violette Ende des Spectrums zurück.

Das Fluorescenzspectrum besteht aus einer Anzahl abwechselungsweise auf einander folgender heller und dunkler Banden, deren hellste und dunkelste Stellen als Maxima und Minima der Lage nach folgendermaassen bestimmt worden sind:

Das Spectrum beginnt schwach bei 88 (32),
deutlich bei 109 (36);

I. Maximum bei 181 (49), das darauf folgende
Minimum bei 240 (59);

II. Maximum bei 317 (72), das darauf folgende
Minimum bei 365 (80);

III. Maximum bei 415 (89), das darauf folgende
Minimum bei 458 (96);

IV. Maximum bei 522 (107), das darauf folgende
Minimum bei 577 (117);

V. Maximum bei 639 (128), das darauf folgende
Minimum bei 699 (138);

VI. Maximum bei 756 (148), das
Ende bei 808 (156).

1) Wöhler und Liebig, Annalen. VII. Supplementbd. S. 282.

Von den Maxima ist I am stärksten, etwas schwächer und unter sich gleich sind II, III, IV und V; viel schwächer ist VI; das Minimum zwischen dem I. und II. Maximum ist nur schwach ausgesprochen.

Geht das erregende Licht durch ein violettes Glas (No. 5), so sieht man auch alle sechs Maxima, nur ist das erste verhältnißmäßig schwächer ausgeprägt.

Wird erregt mit Licht, welches durch ein blaues Cobaltglas (No. 3) gegangen ist, so sieht man auch alle sechs Maxima; nur sind dann das III. und VI. Maximum am stärksten.

Geht das erregende Licht durch die Gefäße mit Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13), so sind immer sechs Minima sichtbar, nur ist ihre Reihenfolge in Betreff der Stärke eine ganz andere, nämlich am hellsten V und dann IV, III, II, I, VI.

In der Geißler'schen Stickstoffröhre zeigt diese Substanz eine sehr schöne blaue Fluorescenz.

Das feste Bichloranthracen zeigt auch Fluorescenz; etwa in gleicher Stärke wie das Amid der Terephthalsäure.

26. Photen (Anthracen).

Fritzsche¹⁾ machte im Jahre 1867 auf die sehr interessanten optischen Eigenschaften eines von ihm aus dem Steinkohlentheer dargestellten Kohlenwasserstoffes ($C_{14}H_{10}$) aufmerksam und gab demselben deshalb den Namen Photen. Gräbe und Liebermann²⁾ nehmen an, daß das Photen von Fritzsche identisch sey mit dem Stoff, der schon 1832 von Dumas und Laurent dargestellt, erst Paranaftalin und später Anthracen benannt wurde, und den im Jahre 1862 Anderson aufs Neue als Anthracen untersuchte und beschrieb. Auch Berthelot³⁾

1) *Bulletin de l'Acad. de St. Pétersbourg* T. XI, p. 385; T. XII, p. 152; T. XIII, p. 143, 531.

2) Wöhler und Liebig, *Ann.* VII. Supplementband, S. 258.

3) *C. R. de l'Acad. T. LXV*, p. 507; *Annal. de Chim. et Phys.* [4.] T. XII, p. 207.

hat das Anthracen dargestellt und seine Eigenschaften beschrieben. Edm. Becquerel¹⁾ hat in seinem Phosphorocop eine Kohlenwasserstoffverbindung von Fritsche untersucht, die ähnlich den Uransalzen leuchten soll; sowohl die Farbe der Fluorescenz, als auch das Fluorescenzspectrum stimmen nicht mit dem, was ich gefunden habe, so daß ich annehmen muß, Edm. Becquerel habe eine andere Substanz als ich untersucht.

Eine Probe des von Fritsche dargestellten Körpers verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Hofrath Wöhler; mit demselben habe ich die folgenden Resultate gefunden.

Die festen Schüppchen des Photens zeigen eine sehr starke blauviolette Fluorescenz, besonders wenn man sie auf eine dunkle Unterlage, z. B. auf schwarzen Sammet legt und das erregende Licht durch ein violettes oder durch ein blaues und violettes Glas gehen läßt.

Die Untersuchung der Gränzen der Fluorescenz im Spectrum wurde so angestellt, daß ein auf schwarzen Sammet gelegtes Schüppchen durch das Spectrum geschoben wurde, während man dasselbe seitlich durch ein Prisma betrachtete; das Eintreten der Fluorescenz giebt sich sehr deutlich durch das Erscheinen des Fluorescenzspectrum kund. Man findet so, daß die Fluorescenz beginnt bei 656 (131); die größte Helligkeit ist in der Gegend von 794 (155); im Ultravioletten erstreckt sie sich bis 1210 (228).

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes läßt sich bei diesem Körper nur gut bestimmen, wenn das erregende Licht durch ein blaues und violettes Glas (No. 7) oder durch Lösungen von Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13) gegangen ist, weil sonst zu viel auffallendes Licht zerstreut und zugleich mit dem Fluorescenzlicht auf die Spalte des Spectralapparates geworfen wird. Es hat das Fluorescenzspectrum des Photens den gleichen Character wie das so eben beschriebene der Lösung von Bichloranthracen, nur liegen die Maxima und Minima etwas anders, wie sich

1) *Annales de Chimie et de Physik* [3.] T. LVII, p. 106.

aus dem Vergleich der folgenden Resultate der Messungen mit den obigen Zahlen ergibt.

- Das Spectrum beginnt schwach bei 112 (37),
deutlich bei 131 (40);
- I. Maximum bei 164 (46), das darauf folgende
Minimum bei 213 (55);
- II. Maximum bei 258 (62), das darauf folgende
Minimum bei 300 (69);
- III. Maximum bei 348 (77), das darauf folgende
Minimum bei 389 (84);
- IV. Maximum bei 444 (94), das darauf folgende
Minimum bei 494 (103);
- V. Maximum bei 559 (114), das darauf folgende
Minimum bei 606 (122);
- VI. Maximum bei 655 (131), das
Ende bei 710 (140).

Von den Maxima ist am hellsten V, dann folgen der Helligkeit nach IV, III, VI, II, I. Bei der Erregung mit weißem Licht wird die Reihenfolge jedenfalls eine andere, weil dann das Maximum I und II stärker hervortreten müssen. Das Minimum, das zwischen dem I. Maximum und dem II. Maximum liegt, ist nur sehr schwach ausgesprochen.

Die ätherische Lösung des Photens fluorescirt auch stark mit blauvioletter Farbe; leider hatte ich zu wenig Substanz, um über die Fluorescenz der Lösung genaue Versuche anzustellen. Einige vorläufige Versuche schienen mir zu zeigen, daß sowohl in Bezug auf die Gränzen der Fluorescenz im Spectrum als auf das Fluorescenzspectrum Unterschiede stattfinden.

In der Geißler'schen Stickstoffröhre zeigen sowohl die Lösung als die feste Substanz eine sehr schöne Fluorescenz. Um den festen Körper in die Geißler'sche Röhre zu bringen, bspühlt man die Wände mit einer ätherischen Lösung; beim Verdunsten des Aethers bleiben dann die festen Kryställchen an der Wand hängen.

27. Petroleum.

Auf die schöne blaue Fluorescenz des gewöhnlichen Petroleums hat, so viel mir bekannt, zuerst Hoh¹⁾ die Aufmerksamkeit gelenkt. Diesselbe ist jedoch so auffallend, daß sie als allbekannte Thatsache betrachtet werden kann. Auch wird nach der Angabe von Seelhorst²⁾ das Petroleum häufig zum Füllen der Geißler'schen Röhren genommen.

Die Fluorescenzfarbe des Petroleums ist ein prachtvolles Blau.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz ganz schwach bei 539 (110), deutlich bei 683 (136), sie ist am stärksten von 755 (148) bis H_1 ; von hier nimmt sie wieder ab und geht im Ultravioletten noch bis zu 1178 (223), bei Anwendung von Quarzapparaten bis 1254 (236).

Dieser Fluorescenzerscheinung entsprechend absorbiert das Petroleum das violette Ende des Spectrums; bei einer etwas dickeren Schicht ist es von 686 (136) an ganz dunkel.

Das Fluorescenzspectrum des Petroleums erscheint bei oberflächlicher Beobachtung ohne Unterbrechungen in der Helligkeit, wenn man aber die Spalte etwas eng stellt und genau beobachtet, auch zur Steigerung der Empfindlichkeit in der Wahrnehmung das Auge etwas hin und her bewegt, so erkennt man, daß es den gleichen Character hat wie die beiden vorhin beschriebenen, nur sind die Unterschiede der Helligkeit viel geringer, somit ist auch die Lage der Maxima und Minima schwerer anzugeben.

Es ergab sich folgendes:

Das Spectrum beginnt schwach bei 92 (33),
deutlich bei 125 (39);

Minimum bei 208 (54);

II. Maximum bei 262 (63), das darauf folgende

Minimum bei 303 (70);

1) Pogg. Annalen Bd. CXXXI, S. 659.

2) Pogg. Annalen Bd. CXXXVII, S. 167.

- III. Maximum bei 343 (77), das darauf folgende
 Minimum bei 406 (87);
 IV. Maximum bei 466 (98), das darauf folgende
 Minimum bei 506 (105);
 V. Maximum bei 584 (118), das darauf folgende
 Minimum bei 645 (129);
 VI. Maximum bei 707 (140), das
 Ende bei 758 (149).

Die vier Maxima I, II, III und IV sind die stärksten und unter einander ziemlich gleich stark; V ist schwächer und VI ist sehr viel schwächer. Alle Maxima sind, wie schon bemerkt, nur durch schwach ausgesprochene Minima von einander getrennt; durch ganz besonders schwach ausgeprägte Maximum I von Maximum II und Maximum II von Maximum III, so daß auch die Bestimmung der Lage der ersten Maxima und Minima nicht sehr zuverlässig ist.

Der Vergleich dieses Fluorescenzspectrums mit den beiden vorhin beschriebenen ergibt, daß beim Petroleum die Maxima näher zusammengedrückt sind als beim Bichloranthracen und weiter aus einander liegen als beim Photen. Ein Gemenge dieser beiden Substanzen müßte annäherungsweise ein Spectrum geben wie das des Petroleums.

In der Geißler'schen Stickstoffröhre ist die Fluorescenz brillant, in der Wasserstoffröhre nur ganz schwach.

28. Bisulfanthrachinon.

Im Juni 1871 erhielt ich von Hrn. Gysin, Chemiker in der Anilinfarbenfabrik von J. R. Geigy et Cie. in Basel eine im Sonnenlicht stark tiefblau fluorescirende Flüssigkeit.

Nach der Angabe des Hrn. Gysin wurde die Flüssigkeit folgendermaßen erhalten:

Käufliches Anthracen wird mit Braunstein und Schwefelsäure oxydirt, dießs filtrirt, das Residuum sublimirt, das Sublimat mit concentrirter Schwefelsäure auf dem Sandbad gekocht, mit Wasser verdünnt, die überschüssige Schwefelsäure mit Chlorbarium gefällt; die filtrirte Flüssig-

keit ist die von mir untersuchte Substanz. Ob, wie vermuthet wird, die Fluorescenz auf einen Gehalt an Bisulf-anthrachinon zurückzuführen ist, muß erst die chemische Untersuchung zeigen.

Bei der Untersuchung der Fluorescenz im Spectrum fällt gleich auf, daß erst sehr weit gegen das Violett hin die Fluorescenz beginnt, und daß das Maximum der Fluorescenz erst nach H_2 liegt.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 652 (130) und ist stark von 781 (153) an. Sehr stark ist die Fluorescenz in einem schmalen Raume, der von H_2 bis 882 (171) geht; das Maximum mag etwa bei 862 (167) liegen. Die Fluorescenz bleibt dann noch ziemlich stark bis 967 (186) und geht noch schwach bis 1245 (234).

Dieser Fluorescenzerscheinung entspricht das Verhalten bei der Absorption, indem dieselbe von 717 (141) an merklich ist und von 823 (160) an vollkommen.

Das Fluorescenzspectrum besteht aus zwei der Stärke nach ziemlich gleichen Maxima, die durch ein ganz schwach ausgesprochenes Minimum von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei 96 (34), das erste Maximum liegt bei 248 (61), das schwach ausgesprochene Minimum bei 384 (84), das zweite Maximum bei 583 (118) und das Ende bei 747 (147).

Geht das erregende Licht durch die Gefäße (No. 12, 13) mit Kupferoxydammoniak, so ist das Roth im Fluorescenzspectrum verhältnißmäßig um ein merkliches schwächer.

In die der Geißler'schen Stickstoffröhre ist die Fluorescenz prachtvoll blauviolett.

29. Flußspath.

Die eigenthümliche optische Eigenschaft, im reflectirten Lichte eine andere Farbe zu zeigen als im durchgelassenen, ist bei einigen englischen Flußspathvarietäten den Mineralogen schon seit längerer Zeit bekannt. J. Herschel bespricht in seiner Optik vom Jahre 1828 diese Erscheinung

und Brewster theilt 1838 seine optischen Studien hierüber der englischen Naturforschergesellschaft mit; in der Arbeit über Oberflächenfarben von 1845 geht Herschel von der optischen Erscheinung des Flußspathes aus, um dann zum schwefelsauren Chinin und andern ähnlichen Körpern überzugehen. Es ist dieß bekanntlich der Grund, weshalb Stokes, der in seiner Arbeit dem Flußspath von Alston Moor besondere Aufmerksamkeit schenkte, für die optischen Erscheinungen, mit denen wir uns hier beschäftigen, den Namen Fluorescenz vorschlug.

Die Fluorescenzfarbe des Flußspathes ist ein schönes blauviolett.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz bei 721 (142), das Maximum der Fluorescenz liegt ein klein wenig vor H_1 , im Ultravioletten erstreckt sie sich bis 1216 (229).

Das Fluorescenzspectrum des Flußspathes ist nicht gut zu erhalten, wenn directes Sonnenlicht auffällt; da in diesem Fall das diffus reflectirte Licht zu störend wirkt; doch ist dasselbe gut zu erhalten, wenn das erregende Licht durch Medien durchgeht, welche nur die brechbareren Strahlen durchlassen; am besten eignen sich hiezu die Lösungen von Kupferoxydammoniak (No. 11, 12, 13).

Geht das Licht durch die Lösung No. 11, so beginnt das Spectrum bei 84 (32), hat die größte Lichtstärke bei 526 (108) und hört auf bei 752 (148). Wenn das Licht durch No. 12 oder No. 13 geht, so hat das Spectrum die gleiche Ausdehnung, nur wird das Maximum etwas mehr nach der violetten Seite verschoben; beim Durchgang des Lichtes durch No. 13 liegt es bei 608 (122). Man kann annehmen, daß bei dem Fluorescenzlicht, das durch directes Sonnenlicht erregt wird, das Maximum etwas vor 526 (108) liegt. Von einer Unterbrechung in der Lichtstärke ist hier nichts bemerkbar.

Beim Licht der Geißler'schen Wasserstoff- oder auch Sauerstoffröhre leuchtet der Flußspath gar nicht, während beim Licht der Stickstoffröhre die blauviolette Fluorescenz brillant ist. Dieser Versuch ist sehr lehrreich,

um den Unterschied des Wasserstoff- und Stickstofflichtes in Betreff der Fluorescenzerregung zu zeigen.

30. Uranglas.

Brewster hat zuerst im Jahre 1838 die Aufmerksamkeit auf die „imere Dispersion“ verschiedener Gläser gelenkt, in's Besondere auf ein gelbes Glas, das ein brillantes Licht dispergirt. Stokes hat dieses gelbe Glas, welches im Handel unter dem Namen Kanarienglas häufig vorkommt, als ein mit Uranoxyd gefärbtes Glas erkannt und dasselbe sowie mehrere andere Uransalze einer genauen Untersuchung unterzogen. Ferner hat Edm. Becquerel¹⁾ verschiedene Uranverbindungen, darunter auch das Uranglas, in seinem Phosphoroscop untersucht. Endlich hat noch Pierre seine optischen Eigenschaften studiert und beschrieben.

Die Fluoreszenzfarbe des Uranglases ist bekanntlich ein brillantes Gelbgrün.

Im Spectrum sind drei Maxima der Fluorescenz bemerklich. Die Fluorescenz beginnt schwach bei 331 (75), wird deutlich bei 362 (80), bleibt dann ziemlich gleich stark bis 450 (95); dann nimmt sie wieder ab und hat ein Minimum etwa bei 473 (99), eine zweite helle Gegend, der ersten an Stärke ziemlich gleich, geht von 497 (103) bis 532 (109). Die Fluorescenz nimmt wieder etwas ab, und wir haben ein schwach ausgeprägtes Minimum bei 548 (112). Von *G* an ist die Fluorescenz wieder sehr deutlich, und etwa bei 615 (124) mag das dritte Maximum liegen, doch ist dessen Lage nicht genau anzugeben, da bis zu 876 (169) die Fluorescenz stark bleibt, von hier nimmt sie dann merklich ab und ist noch bis zu 1190 (225) zu verfolgen.

Die Absorption, die sehr gut an einem Uranglaswürfel bestimmt werden kann, entspricht genau dem beschriebenen Verhalten in Bezug auf Fluorescenz. Wir haben zwei Absorptionsstreifen und dann die Absorption des violetten

1) *Annales de Chimie et de Physique*, (3). T. LVIII, p. 101.

Endes. Der erste Absorptionsstreif, welcher dem ersten Maximum der Fluorescenz entspricht, geht von 351 (78) bis 420 (90), der zweite, der dem zweiten Fluorescenzmaximum entspricht von 488 (101) bis 516 (106). Von 557 (114) an ist wieder Absorption merklich, und von 609 (123) an ist es ganz dunkel; diese Absorption des violetten Endes entspricht dem dritten Maximum der Fluorescenz.

Das Fluorescenzspectrum hat sehr deutlich ausgesprochen die Abwechslungen der Helligkeit, es zeigen sich fünf helle Streifen oder Maxima, die durch verhältnißmäßig dunkle Räume, Minima, getrennt sind. Es ließ sich gut beobachten, wenn man einen Uranglaswürfel vor die Spalte des Spectralapparates stellte und seitlich mit Sonnenlicht beleuchtete, welches durch die Schicht No. 11 von Kupferoxydammoniaklösung gegangen war. Für die Lage der Maxima und Minima ergaben meine Messungen folgendes:

Das Fluorescenzspectrum des Uranglases beginnt bei 117 (38);

I. Maximum bei 146 (43), das darauf folgende

Minimum bei 171 (47);

II. Maximum bei 194 (52), das darauf folgende

Minimum bei 215 (55);

III. Maximum bei 236 (59), das darauf folgende

Minimum bei 260 (63);

IV. Maximum bei 291 (68), das darauf folgende

Minimum bei 316 (72);

V. Maximum bei 347 (77), das

Ende bei 396 (86).

Am hellsten sind die Maxima III und IV, dann kommt II, dann V, am schwächsten ist I. Bei Erregung mit directem Sonnenlicht ist III etwas lichtstärker als IV, während bei der Erregung mit Licht, welches durch eine Kupferoxydammoniaklösung (No. 11) gegangen war, III und IV ziemlich gleich stark sind.

Becquerel giebt beim Uranglas sechs helle Streifen an, seine fünf ersten entsprechen der Lage nach den von

mir gemessenen Streifen; seinen sechsten, der etwa bei 420 (90) liegen müßte, habe ich bei meiner Beobachtungsart nicht sehen können. Stokes spricht nur von fünf hellen Streifen, ihre genaue Lage giebt er nicht an.

Becquerel hat bekanntlich das Licht, das er analysirte, in seinem Phosphoroscop erzeugt; ich habe mich überzeugt, daß man beim Uranglas nach der Becquerel'schen Methode ganz das gleiche Spectrum bekommt wie nach meiner Beobachtungsart, wo einfach der Uranwürfel vor die Spalte des Spectralapparates gestellt und seitlich durch auffallendes Sonnenlicht beleuchtet wurde.

Das Licht des glühenden Wasserstoffs erregt eine kaum merkliche Fluorescenz; sehr schön wird sie aber bekanntlich erregt durch den glühenden Stickstoff.

31. Salpetersaures Uranoxyd.

Das salpetersaure Uranoxyd wurde von Stokes und Edm. Becquerel in Bezug auf Phosphorescenz und Fluorescenz untersucht.

Die Krystalle dieses Salzes zeigen eine sehr starke gelbgrüne Fluorescenz, die der des Uranglases sehr ähnlich ist.

Gränzen und Maximum der Fluorescenz im Spectrum lassen sich am besten bestimmen, wenn man ein Kryställchen dieses Körpers auf Unterlage von schwarzem Sammet durch das Spectrum hindurchführt, während man dasselbe durch ein seitlich aufgestelltes Prisma betrachtet. Man kann sich so leicht überzeugen, daß beim salpetersauren Uranoxyd die Fluorescenz erst weiter gegen Violett hin als beim Uranglas, nämlich bei 407 (87) beginnt, daß nicht drei, sondern nur *ein* Maximum in der Gegend von 543 (111) vorkommt, und daß im Ultraviolett sie fast ebensoweit als beim Uranglas bis zu 1128 (214) zu verfolgen ist. Zu dem gleichen Resultate kommt man in einer etwas übersichtlicheren Gestalt, wenn man auf ein Papier eine concentrirte mit etwas Gummi versetzte Lösung von salpetersaurem Uranoxyd aufträgt und krystallisiren läßt.

Das Absorptionsspectrum der Krystalle des salpetersauren Uranoxydes zeigt ein sehr eigenthümliches Verhalten. Der beschriebenen Fluorescenzerscheinung entsprechend haben wir eine Absorption des violetten Endes des Spectrums; außerdem aber zeigen sich eine Anzahl sehr scharf ausgeprägte schmale Absorptionsstreifen, die nichts mit der Fluorescenz zu thun haben und sehr ähnlich den Streifen des übermangansauren Kalis sind. Auf diese Absorptionsstreifen des salpetersauren Uranoxydes und anderer Uransalze hat wohl zuerst Stokes die Aufmerksamkeit gelenkt; etwas später hat auch Gladstone davon eine Abbildung gegeben.

Meine Beobachtungen ergaben für die Lage dieser Streifen folgendes:

- I. Streif von 412 (88) bis 424 (90);
- II. Streif von 465 (97) bis 480 (100);
- III. Streif von 525 (108) bis 545 (111);
- IV. Streif von 577 (117) bis 605 (122);
- V. Streif von 641 (128) bis 665 (132);
- VI. Streif von 697 (138) bis 727 (143);
- VII. Streif von 763 (150) bis 799 (156).

Die drei ersten Streifen wurden deutlich gesehen, wenn ein etwas dickerer Krytall vor die Spalte des Spectralapparates gebracht wird, während zur Beobachtung der vier letzten der Krystall dünn sein muß, da sonst die der Fluorescenz entsprechende Absorption als allgemeines Dunkel die Streifen überdeckt.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes, das sich am besten beobachten läßt, wenn man einen Krystall vor die Spalte bringt und von der Seite mit Licht beleuchtet, welches durch ein Gefäß mit Kupferoxydammoniaklösung (No. 11 oder No. 12) gegangen ist, besteht aus acht hellen Streifen, die durch verhältnißmäßig dunkle Räume getrennt sind. Meine Messungen ergaben folgendes:

Das Spectrum beginnt bei	79	(31);
I. Maximum bei 100 (35), das darauf folgende Minimum bei	121	(38);
II. Maximum bei 142 (42), das darauf folgende Minimum bei	164	(46);
III. Maximum bei 190 (50), das darauf folgende Minimum bei	210	(54);
IV. Maximum bei 238 (59), das darauf folgende Minimum bei	266	(64);
V. Maximum bei 294 (69), das darauf folgende Minimum bei	316	(72);
VI. Maximum bei 352 (78), das darauf folgende Minimum bei	376	(82);
VII. Maximum bei 407 (87), das darauf folgende Minimum bei	420	(90);
VIII. Maximum bei 445 (94), das		
Ende bei	442	(97).

Die hellen Streifen setzen verhältnißmäßig scharf gegen die dunklen Zwischenräume ab und mögen etwa halb so breit seyn als die letztern.

Am hellsten und unter sich ziemlich gleich sind Maximum V und VI, dann folgt IV, dann III und VII, dann II, dann I und zuletzt VIII, welches sehr schwach ist.

Auch Edm. Becquerel¹⁾ giebt acht helle Streifen an, die in der Lage ziemlich genau den von mir gemessenen entsprechen; er hat dieselben beobachtet sowohl wenn er den Krystall in das Phosphoroscop als wenn er ihn direct beleuchtete. Stokes spricht nur von fünf und einem noch schwächeren sechsten Streifen, der besonders deutlich hervortrat, wenn dem Salz durch Erwärmung ein Theil des Krystallwassers entzogen wurde.

Die Streifen II, III, IV, V und VI des salpetersauren Urans entsprechen offenbar den fünf Streifen des Uranglases, was man auch sehr deutlich sieht, wenn man beide Spectren direct über einander im Spectralapparat entstehen läßt. Da wo die Streifen VII und VIII des salpetersauren

1) *Annales de Chimie et Physique*, (3). T. LVII, p. 101.

Uranes liegen, ist es im Fluorescenzspectrum des Uranglases vollkommen dunkel.

Beim Licht der Geißler'schen Stickstoffröhre leuchtet das salpetersaure Uranoxyd sehr stark, so daß man deutlich mit dem Spectralapparat das eigenthümliche Spectrum erkennen kann; die Messung ergibt, daß die Maxima gleich liegen.

Die wässrige Lösung von salpetersaurem Uranoxyd fluorescirt sehr schwach im Vergleich mit dem festen Salze; es ist somit erklärlich, daß sie zuweilen ganz in Abrede gestellt worden ist. Man sieht dieselbe wohl am besten, wenn man das directe Sonnenlicht, das durch ein Cobaltglas gegangen ist, durch eine Linse concentrirt und auf die Oberfläche wirft; man sieht dann sehr deutlich einen grünen Lichtkegel, der bei Untersuchung mit dem Spectralapparat deutlich das oben beschriebene charakteristische Fluorescenzspectrum des salpetersauren Urans zeigt. Die Flüssigkeit war frisch filtrirt und vollkommen klar, so daß man nicht wohl die Fluorescenz suspendirten Theilchen des festen Salzes zuschreiben kann. In der Geißler'schen Stickstoffröhre habe ich keine Fluorescenz bemerken können, wohl weil dieselbe zu schwach ist.

In Bezug auf Absorption verhält sich die Lösung fast ganz gleich wie das feste Salz; nur ist die allgemeine Absorption des violetten Theiles des Spectrums, die offenbar mit der Fluorescenz zusammen hängt, hier geringer; die Absorptionsstreifen sind auch hier sehr deutlich, wenn auch nicht gar so scharf ausgeprägt als bei dem festen Salz; der Umstand, daß diese Streifen in der stark fluorescirenden festen und in der beinahe nicht fluorescirenden flüssigen Substanz in ganz ähnlicher Weise sich zeigen, kann auch als Beweis dafür dienen, daß sie nichts mit der Fluorescenz zu thun haben.

32. Gewöhnliches Glas.

Gewöhnliche Gläser wurden zuerst von Brewster und später sehr sorgfältig von Stokes untersucht. Es wäre

zu wünschen, wenn auch diese Beobachtungen wieder aufgenommen und die Grenzen der Fluorescenz und Fluorescenzspectrum genau bestimmt würden. Ich habe nur bei einer ordinären grünen Glassorte Beginn und Maximum der Fluorescenz im Spectrum bestimmt, und den Beginn bei 502 (104), das Maximum in der Gegend der Linie *G* gefunden.

33. Phtalein des Resorcins. (Fluorescein.)

A. d. Baeyer¹⁾ hat vor Kurzem über eine sehr stark fluorescirende Substanz berichtet und die Gefälligkeit gehabt, mir eine Probe der Substanz zu übersenden.

Die Auflösung von Phtalein des Resorcins in verdünntem Ammoniak fluorescirt ganz außerordentlich schön mit einer gelbgrünen Farbe, die sehr viel Aehnlichkeit mit der Fluorescenzfarbe des Uranglases hat, und die mehr in's Gelbe geht als die Fluorescenzfarbe des Stechapfelsamenextractes und selbst der Lösung von salpetersaurem Chrysanilin in Schwefelsäure.

Im Spectrum beginnt die Fluorescenz schwach bei 261 (63), deutlich bei *E*, die Fluorescenz nimmt nun noch zu und erreicht in der Gegend von *F* ein Maximum; doch ist die Lage desselben nicht genau anzugeben, da über eine ziemliche Strecke die Fluorescenz sich ungefähr gleich bleibt. Nach *G* nimmt die Stärke der Fluorescenz merklich ab, bleibt aber noch deutlich bis über *H*, hinaus und ist im Ultravioletten noch bis zu 1239 (233) zu verfolgen.

Die Absorption entspricht genau dem obigen Verhalten, und es war leicht dem Maximum der Fluorescenz entsprechend einen Absorptionsstreif zu beobachten, der bei etwas stärkerer Lösung von 327 (74) bis 694 (137), bei schwächerer von 343 (77) bis 567 (115) und bei ganz schwacher von 364 (80) bis 428 (91) ging.

Das Spectrum des Fluorescenzlichtes erscheint bei oberflächlicher Betrachtung ohne Unterbrechungen der Lichtstärke; wenn man aber etwas genauer zusieht, und

1) Berichte der deutschen chem. Gesellschaft zu Berlin. 4 Jahrg., No. 10.

besonders wenn man das Auge etwas hin und her bewegt, so erkennt man drei Maxima, die durch sehr schwach ausgeprägte Minima von einander getrennt sind.

Das Spectrum beginnt bei . . . 90 (33);

I. Maximum bei 151 (44), das darauf folgende

Minimum bei 190 (51);

II. Maximum bei 221 (56), das darauf folgende

Minimum bei 286 (67);

III. Maximum bei 334 (75), das deutliche

Ende bei 389 (84);

schwaches Licht geht bis 410 (88).

Am stärksten ist das III. Maximum, dann folgt I, II ist am schwächsten, doch ist der Unterschied von I und II in Bezug auf Helligkeit nur unbedeutend.

Wenn man die Spalte eines kleinen Spectralapparates à vision directe über die Oberfläche der Flüssigkeit hin- führt, auf welche das Spectrum projicirt ist, so sieht man deutlich, daß in dem Spectrum des Fluorescenzlichtes, das von den weniger brechbaren Strahlen erregt ist, das Roth stärker entwickelt ist als in dem durch die brech- barern Strahlen erregten Lichte.

In der Geißler'schen Stickstoffröhre erhalten wir eine sehr schöne gelbgrüne Fluorescenz; in der Wasserstoff- röhre ist die Fluorescenz auch vorhanden, doch nicht so stark.

34. Fluoranilin.

Im Jahre 1869 hat J. Parnell¹⁾ eine Notiz publicirt über eine stark fluorescirende Substanz, die sich außer Anilinroth bildet, wenn Anilin mit Quecksilberchlorid er- hitzt wird; Parnell hat ihr den Namen Fluoranilin gegeben. Da nach der Beschreibung die Fluorescenz dieser Substanz in manchem mit derjenigen des so eben beschriebenen Körpers übereinzustimmen schien, lag es mir des Vergleiches halber daran auch die von Parnell untersuchte Substanz

1) Phil. Mag. (4). T. XXXVIII, p. 136. Pogg. Ann. Bd. CXXXIX, S. 350.

meiner Prüfung zu unterziehen. Das Material verdanke ich der Gefälligkeit des Hrn. Hagenbuch, Assistent am hiesigen chemischen Laboratorium, welcher nach Parnell's Vorschrift die ätherische Lösung des Fluor-anilins darstellte.

Wird das Spectrum auf die Oberfläche dieser Flüssigkeit projicirt, so beginnt die Fluorescenz mit einer gelben Farbe vor *D* bei 163 (46), ein erstes Maximum liegt bei 243 (60), ein Minimum der Fluorescenz bei 278 (66) und ein zweites Maximum bei *b*. Bis dahin ist die Fluorescenzfarbe mehr gelb, geht aber nach und nach in's Gelbgrüne über, ein Minimum liegt bei 384 (84) und ein drittes Maximum bei 530 (109). Die Fluorescenz bleibt noch sehr stark bis zur Doppellinie *H*; sie hört auf im Ultravioletten etwa bei 1128 (214).

Das erste Maximum ist das stärkste; die Maxima II und III sind etwas lichtschwächer und unter sich ziemlich gleich.

Das Absorptionsspectrum entspricht genau der beschriebenen Erscheinung; dem Maximum I entspricht ein sehr starker, dem Maximum II ein schwächerer Absorptionsstreif und dem Maximum III die Absorption des violetten Endes des Spectrums.

Die Farbe des Fluorescenzlichtes ist gelbgrün.

Die Spectraluntersuchung dieses Lichtes ergab folgendes:

Das Spectrum beginnt bei . . . 83 (32),

wird deutlich bei . . . 117 (38);

I. Maximum bei 148 (43), das darauf folgende

Minimum bei . . . 187 (50);

II. Maximum bei 219 (56), das darauf folgende

Minimum bei . . . 270 (64);

III. Maximum bei 332 (75), das Ende des deut-

lichen Spectrums bei . . 396 (86);

Ganz schwaches Licht bis 439 (93).

Am stärksten ist Maximum III, dann folgt Maximum II und dann Maximum I. Der Unterschied in der Licht-

stärke der Maxima und Minima ist hier sehr unbedeutend, so daß auf den ersten Anblick sich das Spectrum als eines ohne Intermittenz zu erkennen giebt.

In der Geißler'schen Stickstoffröhre zeigt die Lösung von Parnell eine schöne grüngelbe Fluorescenz.

In Bezug auf das Fluorescenzspectrum stimmt das Fluoranilin von Parnell ziemlich genau mit dem Fluorescein von Baeyer; jedoch nicht, wenn wir die Grenzen und Maxima der Fluorescenz in Betracht ziehen. Es sieht gerade so aus, als wie wenn das Fluoranilin das Fluorescein enthielte und außerdem eine gelb fluorescirende Substanz, welche die beiden ersten Maxima der Parnell'schen Substanz liefert und zugleich bewirkt, daß die Fluorescenzfarbe mehr in's Gelbe spielt, und daß in ihrem Spectrum das Maximum II verhältnißmäßig stark hervortritt. Doch steht dieser Auffassung die Thatsache entgegen, daß das Fluorescein in Wasser löslich, in Aether aber vollkommen unlöslich ist, während beim Fluoranilin gerade das entgegengesetzte stattfindet.

35. Bariumplatincyannür.

Auf die „innere Dispersion“ des Bariumplatincyannürs, das auch in Folge der davon unabhängigen Oberflächenfarbe Interesse erregt, hat Brewster¹⁾ im Jahre 1850 die Aufmerksamkeit gelenkt. Drei Jahre später hat Stokes²⁾ die Fluorescenz der Platincyamide einer genauen Untersuchung unterzogen. Weitere Beiträge hiezu sind geliefert worden von Böttger³⁾, J. Müller⁴⁾, Greif's⁵⁾ und Grailich⁶⁾.

Von den in Bezug auf Fluorescenz so interessanten Platincyanniden habe ich nur das Bariumplatincyannür unter-

1) *Report of British Association*. 1850. *Trans. of Sect.*, p. 5.

2) *Pogg. Ann.* Bd. XCVI, S. 541 und *Phil. Mag.* (4). T. X, p. 95.

3) *Jahresber. Frankf. Verein* 1854—55, S. 22; 1855—56, S. 24. *Pogg. Ann.* Bd. XCV, S. 176; Bd. XCVII, S. 333.

4) *Pogg. Ann.* Bd. CIV, S. 649.

5) *Pogg. Ann.* Bd. CVI, S. 645.

6) *Krystallographisch-Optische Untersuchungen* S. 104.

sucht, und die darauf bezüglichen Versuche, die ich hier aufzählen will, sind noch etwas lückenhaft, ich gebe sie dennoch schon jetzt, bevor ich sie vervollständigt habe, weil sie vielleicht die Veranlassung sein können, daß auch andere Physiker die ihnen zur Verfügung stehenden Krystalle dieses Salzes näher untersuchen.

Von Bariumplatincyanür habe ich im festen Zustande drei sich verschieden verhaltende Salze untersucht. Es stand mir erstens zu Gebot der mit Bariumplatincyanür überzogene Papierstreifen, an dem J. Müller zuerst die intermittirende Fluorescenz nachgewiesen hat, und der mir für einige Zeit zur Untersuchung überlassen war, ich werde das darauf befindliche Salz mit α bezeichnen. Ferner habe ich von W. Steeg in Homburg eine Anzahl Krystalle erhalten, die sich schon beim bloßen Ansehen als hellgelbe und dunkelgelbe unterscheiden ließen und in Bezug auf Fluorescenz ein merklich verschiedenes Verhalten zeigten; die erstern werde ich mit β und die letztern mit γ bezeichnen.

Krystalle, die ich vor Kurzem von Dr. L. C. Marquart in Bonn erhalten habe, und die ich zu untersuchen beabsichtige, sobald die Sonnenhöhe wieder günstiger für optische Arbeiten ist, scheinen auch diese Verbindung γ zu seyn.

Das Salz α habe ich chemisch nicht untersucht, da mir nur der damit bestrichene Streifen leihweise zu Gebote stand; Hr. J. Müller hat es als mit Bariumplatincyanür bestrichen von J. V. Albert in Frankfurt bezogen. Die Salze β und γ habe ich nur qualitativ mit der Spectralanalyse untersucht und gefunden, daß beides Bariumsalze sind und keine merkliche Spur von Kalium enthalten.

Das Salz α fluorescirt mit grügelber Farbe.

Im Spectrum untersucht zeigt dasselbe, wie dies im Jahre 1858 J. Müller beschrieben hat, eine Anzahl Fluorescenzstreifen, die durch Minima der Fluorescenz von einander getrennt sind.

Streif I beginnt bei 506 (105), hat sein Maximum bei 516 (106) und hört auf bei 526 (108).

Streif II beginnt bei 564 (115), hat sein Maximum bei 578 (117) und hört auf bei 596 (121).

Streif III geht von 622 (125) bis 667 (133).

Streif IV geht von 680 (135) bis zu 946 (182) und hat bei 734 (144) ein schwaches Minimum, welches ihn wieder in zwei Unterabtheilungen trennt.

Zwischen I und II sowie zwischen II und III ist die Fluorescenz entweder sehr schwach oder gleich Null, was noch durch einen besonderen Versuch zu entscheiden wäre. Zwischen III und IV ist die Fluorescenz nicht gar so gering.

J. Müller spricht von drei Fluorescenzstreifen; seine Angaben entsprechen den von mir mit I, II und III bezeichneten Streifen.

Das Salz β fluorescirt grüngelb.

Im Spectrum zeigt dasselbe keine Spur von Unterbrechung in der Lichtintensität.

Die Fluorescenz beginnt schwach bei 349 (78) und wird deutlich bei 391 (85); das Maximum liegt bei 749 (147) und das Ende bei 1210 (228).

Das Fluorescenzspectrum dieses Salzes wurde sehr rein erhalten, als man das erregende Licht durch das Gefäß No. 11 oder No. 12 mit Kupferoxydammoniaklösung gehen ließ.

Es zeigt dasselbe keine Unterbrechung in der Lichtintensität, beginnt schwach bei 139 (41), wird recht deutlich bei 204 (53), ist sehr stark von 266 (64) bis 351 (78) mit dem Maximum etwa bei 322 (73); von 375 (82) an ist das Licht merklich schwächer und hört bei 422 (90) ganz auf.

Wird dieses gelbe Salz β erwärmt und somit das Kristallwasser ausgetrieben, so wird es mehr rothgelb; die Fluorescenz wird stärker und zeigt eine goldgelbe Farbe.

Im Spectrum beginnt dieselbe mit einer mehr rothgelben Nuance bei 292 (68), nach und nach geht diese

mehr in's Goldgelb über und die Fluorescenz hat ihr Maximum bei 499 (103); in's Ultraviolette erstreckt sie sich weniger weit als bei dem Hydrat und hört schon bei 1063 (202) auf.

Das Fluorescenzspectrum dieses entwässerten Salzes zeigt zwei durch ein schwach ausgeprägtes Minimum getrennte Maxima. Es beginnt bei 105 (36); das erste Maximum liegt bei 174 (47), das schwach ausgeprägte Minimum bei 204 (53), das zweite Maximum liegt bei 275 (65) und das Ende bei 392 (85).

Beim Licht der Geißler'schen Stickstoffröhre zeigt das Salz β vor dem Erwärmen und nach dem Erwärmen eine starke Fluorescenz; das goldgelbe Leuchten des erwärmten Salzes sieht besonders hübsch aus.

Eine klare Lösung dieses Salzes fluorescirt gar nicht, weder im Sonnenlicht noch in der Geißler'schen Röhre, wie dies schon Stokes bemerkt hat.

Das Salz γ fluorescirt schwächer als das Salz β . Auch in Bezug auf die Gränzen und das Maximum der Fluorescenz scheinen, soweit meine Versuche bis jetzt gehen, Unterschiede zu bestehen.

Das Erwärmen bringt auch bei diesem Salz eine Aenderung hervor, nach welcher dasselbe goldgelb fluorescirt.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die optisch verschiedenen Eigenschaften der Salze α , β und γ auf verschiedenem Wassergehalt beruhen; ich hoffe über diesen Punkt noch nachträglich einigen Aufschluß geben zu können.

(Schluß im nächsten Heft.)

III. Ueber den Einfluss der astronomischen Bewegungen auf die optischen Erscheinungen; von E. Ketteler.

5. Zur Theorie des Fizeau'schen Versuches über die Drehung der Polarisationssebene. Schwingungsrichtung des polarisirten Lichtes.

Mit der Untersuchung der Modification, welche Amplitude und Intensität eines gespiegelten und gebrochenen Strahles in Folge der Bewegung der ponderablen Mittel und ihrer Scheidewände erfahren, betrete ich ein Gebiet, welches ich anfänglich von der Betrachtung ausgeschlossen hatte. Es gewährt indeß die Möglichkeit, den Fresnel'schen Werth der Constante k , der uns bisher als Ergebnis der Erfahrung und zwar zumeist rein negativer Versuche entgegentrat, auch theoretisch zu begründen. Zudem bieten diese Intensitätsänderungen und die damit verknüpften Drehungen der Polarisationssebene neue experimentelle Hilfsmittel, die Existenz des Lichtäthers sowie die fortschreitende Bewegung der Erde darzuthun. Ist doch mit Recht der erste, nach dieser Richtung hin von Fizeau¹⁾ gethane Schritt mit einem lebhaften und allseitigen Interesse aufgenommen.

39. Nach Fresnel, der das Quadrat des Brechungsindex als Maass betrachtet für die Dichtigkeit des Aethers im Innern der ponderablen Mittel, ist $n^2 - 1$ der Ueberschuß dieser Dichtigkeit über die des umgebenden Weltäthers, und so soll denn bei der Translation jener Mittel die Geschwindigkeit des Schwerpunktes des eingeschlossenen Aethers im Verhältniß von $n^2 - 1$ zu n^2 an dieser Verschiebung der ponderablen Molecüle Theil nehmen. Es ergibt sich daher für die absolute Fortpflanzungsgeschwin-

1) Fizeau. Diese Ann. CXIV, 554. — *Ann. de chim. et de phys.* S. III, T. LVIII, 129.

digkeit des Lichtes nach einer Richtung, die mit der Richtung der Bewegung den Winkel ψ einschließt, der Werth:

$$v'_1 = v' + gk \cos \psi.$$

Wenngleich nun der so formulirten Fresnel'schen Theorie eine gewisse innere Wahrscheinlichkeit nicht abzusprechen ist und demgemäß die bisher gegebenen Entwicklungen sich in der Sprache sehr enge an sie anschlossen, so ist sie doch keineswegs diejenige Annahme, welche die Erfahrung geradezu verlangte. Vorstehende Gleichung nämlich, die einzige, zu der die Modification sowohl der Richtung als der Wellenlänge der gespiegelten und gebrochenen Strahlen — bei geometrischer Behandlung — mit Nothwendigkeit hinführten, ist einer mehrfachen Deutung fähig. Bezeichnet man mit v_i die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die bei der Bestimmung der Wellenlänge in Betracht kommt, und nimmt man an, daß dieselbe in Folge von Aenderungen von Elasticität und Dichtigkeit einen Werth:

30.

$$v_i = v' + gk' \cos \psi$$

erlange, so bleibt für die bloße Tanslationsgeschwindigkeit des Aethers der Werth: $g(k - k') \cos \psi$ übrig, eine Differenz, die möglicher Weise $= 0$ ist. Wenn daher (§. 31 und flgd.) bei Ableitung der Wellenlänge aus dem Doppler'schen Princip $v_i = v'$, also $k' = 0$ gesetzt wurde, so war das eine bis dahin nicht nothwendige Accommodation an die Fresnel'sche Auffassung.

40. Zur Kenntniß des vollständigen Spiegelungs- und Brechungsgesetzes, sowie es repräsentirt wird durch die Gleichungen 22 und 23, gelangte man mittelst gleichzeitiger Anwendung des Principes der relativen Geschwindigkeiten sowie des Principes von Doppler. Man erhält dasselbe auf einfacherem Wege, d. h. von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus, mittelst Erweiterung der Fresnel-Cauchy'schen Intensitätsformeln.

Für den Fall eines ruhenden Mittels ist bekanntlich das Problem der Bestimmung der Intensität des gespie-

gelten und gebrochenen polarisirten Lichtes vornehmlich von Fresnel, Neumann und Cauchy behandelt worden. Sie betrachten den einfallenden Strahl als einen Transversalstrahl, der dann, wenn seine Schwingungen zur Einfallsebene senkrecht sind, in einen gespiegelten und einen gebrochenen Transversalstrahl zerfällt. Dasselbe geschieht nach Fresnel und Neumann, wenn die Schwingungen des einfallenden Lichtes der Einfallsebene parallel sind, während Cauchy noch die beiden möglicher Weise mit erzeugten Longitudinalstrahlen, einen reflectirten und einen gebrochenen, in die Betrachtung hineinzieht. Fresnel und Neumann entwickeln ihre beiden Gränzbedingungen, die eine aus dem Princip der Continuität der Schwingungen der Gränzsichten, die andere aus dem Princip der Erhaltung der lebendigen Kraft. Während aber Fresnel die Elasticität des Aethers in den verschiedenen Mitteln als constant betrachtet und seine Dichtigkeit durch das Quadrat des Brechungsexponenten misst, nimmt Neumann die erstere als variabel und die letztere als constant an.

Denkt man sich jetzt das durchsichtige Mittel sammt seiner Scheidewand in rascher Bewegung, so wird zwar der Grundsatz der Continuität seine Gültigkeit bewahren, indess über die inneren Vorgänge und über die etwaige Veränderung in der Umsetzung der lebendigen Kräfte bleibt man im Ungewissen. So eignet sich denn weder die Fresnel'sche noch die Neumann'sche Anschauung zur beabsichtigten Erweiterung des Problems.

Glücklicher Weise gelangt Cauchy¹⁾ zu den Fresnel'schen Formeln mittelst zweier Gränzbedingungen, die beide aus dem Princip der Continuität herfließen. Cauchy zerlegt die Schwingungsausschläge im einfallenden und in den beiden gespiegelten und gebrochenen Strahlen nach den drei Coordinatenaxen, von denen die x -Axe mit der Richtung des Lothes zusammenfallen möge, in Componenten und summirt einerseits die gleichgerichteten, die sich auf das erste, und andererseits diejenigen, die sich auf das

1) Vgl. Fr. Eisenlohr. Diese Ann. Bd. CIV.

zweite Mittel beziehen. Nun verlangt der Grundsatz der Continuität, daß die durch diese Summen als Functionen der Lage der Aetherpunkte repräsentirten Curven für die Theilchen der Gränzschiicht nicht bloß an einander stoßen, sondern auch stetig in einander überfließen.

Heißen daher ϱ_E , ϱ_R , ϱ'_R , ϱ_D , ϱ'_D die Schwingungsausschläge im einfallenden, reflectirten und durchgehenden Lichte und beziehen sich die accentuirten Zeichen auf die Längitudinalen, die unaccentuirten auf die transversalen Strahlen, so bezeichnen sich die nach den Coordinaten-axen gerichteten Componenten in analoger Weise wie folgt:

$$\begin{array}{ccccc} \xi_E & \xi_R & \xi'_R & \xi_D & \xi'_D \\ \eta_E & \eta_R & \eta'_R & \eta_D & \eta'_D \\ \zeta_E & \zeta_R & \zeta'_R & \zeta_D & \zeta'_D \end{array}$$

Die Summe der drei ersten Glieder einer jeden Horizontalreihe bezieht sich auf das erste, die Summe der beiden folgenden auf das zweite Mittel. Bezeichnet man sie durch ξ_1 , η_1 , ζ_1 , resp. ξ_2 , η_2 , ζ_2 , so sind die Gränzbedingungen, die für die Punkte der Gränzfläche erfüllt seyn müssen, die folgenden:

$$\left. \begin{array}{ccc} \xi_1 = \xi_2 & \eta_1 = \eta_2 & \zeta_1 = \zeta_2 \\ \frac{d\xi_1}{dx} = \frac{d\xi_2}{dx} & \frac{d\eta_1}{dx} = \frac{d\eta_2}{dx} & \frac{d\zeta_1}{dx} = \frac{d\zeta_2}{dx} \end{array} \right\} x = 0.$$

Giebt man wieder dem durchsichtigen Mittel sammt seiner Scheidewand eine rasche Translationsbewegung, so ist nicht einzusehen, weshalb nicht auch jetzt die nämlichen Gränzbedingungen für die nunmehr in Bewegung begriffene Scheidewand ihre Gültigkeit behalten sollen, vorausgesetzt freilich, daß deren Geschwindigkeit g als hinlänglich klein vorausgesetzt wird, um keine Compressionen oder Dilatationen in der Nähe derselben befürchten zu brauchen.

41. Erster Hauptfall; die Schwingungen des einfallenden Lichtes stehen senkrecht auf der Einfallsebene. Da unter dieser Voraussetzung nur transversale Strahlen möglich sind, so werden, wenn wir die Einfallsebene mit der

XY-Ebene zusammenfallen lassen, die Gränzbedingungen die folgenden seyn:

$$31. \quad \zeta_E + \zeta_R = \zeta_D \quad \frac{d\zeta_E}{dx} + \frac{d\zeta_R}{dx} = \frac{d\zeta_D}{dx},$$

unter ζ die volle Excursion ρ verstanden und diese Gränzbedingungen auf die bewegten Punkte der Scheidewand bezogen. Bezeichnen wir Einfallswinkel, Spiegelungs- und Brechungswinkel bezüglich durch α_E , α_R , α_D , so haben wir zunächst für den einfallenden und für den gespiegelten Strahl die Gleichungen:

$$\rho_E = \cos 2\pi \left(\frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{x_0 \cos \alpha_E + y_0 \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right)$$

$$\rho_R = R \cos 2\pi \left(\frac{t}{T_R} - \delta_R + \frac{x_0 \cos \alpha_R + y_0 \sin \alpha_R}{\lambda_R} \right),$$

wenn nämlich die Coordinaten x_0, y_0 auf ein absolut festes System bezogen werden. Ich nehme an, die Scheidewand bewege sich in einer Richtung, die mit dem Lothe den Winkel ψ einschließt, und mit der Geschwindigkeit g etwa abwärts, und es sollen die vorstehenden Gleichungen auf ein bewegliches, durch die Scheidewand gelegtes Coordinatensystem bezogen werden, das zur Zeit $t = 0$ mit jenem festen zusammenfällt. Offenbar wird dann, wenn man die neuen Coordinaten x, y nennt:

$$x_0 = x - gt \cos \psi, \quad y_0 = y - gt \sin \psi.$$

Und so erhält man die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \rho_R &= \cos 2\pi \left[\frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{(x - gt \cos \psi) \cos \alpha_E + (y - gt \sin \psi) \sin \alpha_E}{v T_E} \right] \\ &= \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} (\cos \alpha_E \cos \psi + \sin \alpha_E \sin \psi) \right] \frac{t}{T_E} \right. \\ &\quad \left. - \delta_E + \frac{x \cos \alpha_E + y \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right\} \\ &= \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_E - \psi) \right] \frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{x \cos \alpha_E + y \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right\} \end{aligned}$$

und analog:

$$\begin{aligned} \rho_R &= R \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_R - \psi) \right] \frac{t}{T_R} - \delta_R \right. \\ &\quad \left. + \frac{x \cos \alpha_R + y \sin \alpha_R}{\lambda_R} \right\}. \end{aligned}$$

Was ferner den gebrochenen Strahl anbetrifft, so möge derselbe zuvörderst bezogen werden auf ein Coordinatensystem (X'_0, Y'_0) , welches mit den bewegten Aetherpunkten des zweiten Mittels die gleiche Translationsgeschwindigkeit $g(k-k')$ besitzt, und seine entsprechende Gleichung sey:

$$\varrho_R = D \cos 2\pi \left(\frac{t}{T_D} - \delta_D + \frac{x'_0 \cos \alpha_D + y'_0 \sin \alpha_D}{\lambda_D} \right).$$

Wird derselbe auf ein System bezogen, welches die absolute Geschwindigkeit g , also in Bezug auf das bewegte Mittel die relative Geschwindigkeit $g(1-k+k')$ besitzt, so ist, wenn die neuen Coordinaten x, y heißen:

$x'_0 = x - g(1-k+k')t \cos \psi$, $y'_0 = y + (1-k+k')t \sin \psi$,
und so kommt:

$$\begin{aligned} \varrho_D &= D \cos 2\pi \left\{ \frac{t}{T_D} - \delta_D \right. \\ &\quad + \frac{[x - g(1-k+k')t \cos \psi] \cos \alpha_D + [y + (1-k+k')t \sin \psi] \sin \alpha_D}{v_i T_D} \left. \right\} \\ &= D \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v_i} [1 - (k-k')] \cos(\alpha_D - \psi) \right] \frac{t}{T_D} - \delta_D \right. \\ &\quad \left. + \frac{x \cos \alpha_D + y \sin \alpha_D}{\lambda_D} \right\}. \end{aligned}$$

Wenn nun so die sämtlichen Strahlen auf ein gleiches, durch die Scheidewand hindurchgelegtes und sich mit ihr bewegendes Coordinatensystem bezogen sind, so werden die obigen Gränzgleichungen für alle Punkte von der Lage $x=0$ erfüllt seyn. Demgemäß erhält man:

$$\begin{aligned} &\cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_E - \psi) \right] \frac{t}{T_E} - \delta_E + \frac{y \sin \alpha_E}{\lambda_E} \right\}^* \\ &\quad + R \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_R - \psi) \right] \frac{t}{T_R} - \delta_R + \frac{y \sin \alpha_R}{\lambda_R} \right\} \\ &= D \cos 2\pi \left\{ \left[1 - \frac{g}{v_i} (1 - (k-k')) \cos(\alpha_D - \psi) \right] \frac{t}{T_D} - \delta_D \right. \\ &\quad \left. + \frac{x \sin \alpha_D}{\lambda_D} \right\} \\ \sin 2\pi \left\{ \frac{\cos \alpha_E}{\lambda_E} + R \sin 2\pi \right\} & \left\{ \frac{\cos \alpha_R}{\lambda_R} \right\} = D \sin 2\pi \left\{ \frac{\cos \alpha_D}{\lambda_D} \right\}. \end{aligned}$$

Da diese Gleichungen für alle Werthe von t und y ihre Gültigkeit bewahren, so zerfallen sie in die fünf folgenden:

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_k - \psi)\right] \frac{1}{T_k} &= \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_n - \psi)\right] \frac{1}{T_n} \\ &= \left[1 - \frac{g}{v_i} [1 - (k - k')] \cos(\alpha_D - \psi)\right] \frac{1}{T_D}. \end{aligned}$$

$$32. \quad \frac{\sin \alpha_k}{\lambda_k} = \frac{\sin \alpha_n}{\lambda_n} = \frac{\sin \alpha_D}{\lambda_D}$$

$$\delta_k = \delta_n = \delta_D$$

$$33. \quad 1 + R = D, \quad \frac{\cos \alpha_k}{\lambda_k} + R \frac{\cos \alpha_n}{\lambda_n} = D \frac{\cos \alpha_D}{\lambda_D}.$$

Aus den beiden ersten erhält man, wenn zugleich für v_i sein Werth $v' (1 + \frac{g}{v} k')$ eingesetzt wird:

$$34. \quad \frac{\sin \alpha_k}{\sin \alpha_n} = \frac{\lambda_k}{\lambda_n} = \frac{v - g \cos(\alpha_k - \psi)}{v - g \cos(\alpha_n - \psi)}$$

$$\frac{\sin \alpha_k}{\sin \alpha_D} = \frac{\lambda_k}{\lambda_D} = \frac{v - g \cos(\alpha_k - \psi)}{v' - g(1 - k) \cos(\alpha_D - \psi)}.$$

Beziehungen, die mit den früher erhaltenen übereinstimmen, wenn $\alpha_k = e$, $\alpha_D = r$ und $\alpha_n = 180^\circ - (e + r)$ gesetzt wird.

Da die Modification gk' der inneren Fortpflanzungsgeschwindigkeit v_i aus dem Werthe von λ_i herausfällt, so können keine Beugungs- und Interferenzversuche, sondern nur solche, die den Werth von v_i oder T_i für sich zu bestimmen gestatten, über die volle Gültigkeit der Fresnel'schen Hypothese entscheiden.

42. Eliminirt man aus den Gleichungen 33 mit Bezug auf Gleichung 32 D , so erhält man:

$$35. \quad R = - \frac{\sin(\alpha_k - \alpha_D)}{\sin(\alpha_n - \alpha_D)} \frac{\sin \alpha_n}{\sin \alpha_k}, \quad D = 1 + R.$$

Und wenn die Spiegelung im Innern des ponderablen Mittels vor sich geht, so daß α_k und α_D ihre Stellung vertauschen und α_n sich durch α'_n ersetzt, so kommt analog:

$$35b. \quad R_i = - \frac{\sin(\alpha_D - \alpha_k)}{\sin(\alpha'_n - \alpha_D)} \frac{\sin \alpha'_n}{\sin \alpha_D}, \quad D_i = 1 + R_i.$$

Folglich wird:

$$36. \quad DD_i = (1 + R)(1 + R_i).$$

Diese Resultate fallen mit denen von Fresnel und Cauchy zusammen, sobald $\alpha_R = \alpha'_R = 180 - \alpha_E$, folglich $g = 0$ gesetzt wird.

43. Zweiter Hauptfall; die Schwingungen des einfallenden Lichtes seyen der Einfallsebene parallel. Machen wir diese zur XY -Ebene, so ergibt sich, wie bei Cauchy:

$$\begin{aligned} \xi_E &= \rho_E \sin \alpha_E & \eta_E &= -\rho_E \cos \alpha_E \\ \xi_R &= \rho_R \sin \alpha_R & \eta_R &= -\rho_R \cos \alpha_R \\ \xi'_R &= \rho'_R \cos \alpha'_R & \eta'_R &= +\rho'_R \sin \alpha'_R \\ \xi'_D &= \rho'_D \sin \alpha_D & \eta'_D &= -\rho'_D \cos \alpha_D \\ \xi_D &= \rho'_D \cos \alpha'_D & \eta'_D &= +\rho'_D \sin \alpha'_D, \end{aligned}$$

und die Gränzgleichungen sind:

$$37. \quad \left. \begin{aligned} \xi_i &= \xi_{ii} & \eta_i &= \eta_{ii} \\ \frac{d\xi_i}{dx} &= \frac{d\xi_{ii}}{dx} & \frac{d\eta_i}{dx} &= \frac{d\eta_{ii}}{dx} \end{aligned} \right\} x=0,$$

wofern nämlich sämmtliche Strahlen auf ein in die Gränzfläche fallendes und sich mit dieser bewegendes Coordinatensystem bezogen werden. Bedenkt man noch, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten v'_R und v'_D der beiden Longitudinalstrahlen gegen v , resp. v_i als sehr groß anzusehen sind, so sind:

$$\frac{g}{v'_R} = \frac{g}{v} \frac{v}{v'_R}, \quad \frac{g}{v'_D} = \frac{g}{v_i} \frac{v_i}{v'_D}$$

kleine Größen höherer Ordnung und sonach zu vernachlässigen.

Die vier Gränzgleichungen 37 zerfallen nun in ersichtlicher Weise in die folgenden sieben:

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{g}{v} \cos(\alpha_E - \psi) \right] \frac{1}{T_E} &= \dots = \frac{1}{T_R} = \frac{1}{T'_D} \\ \frac{\sin \alpha_E}{\lambda_R} &= \frac{\sin \alpha_R}{\lambda_R} = \frac{\sin \alpha_D}{\lambda_D} = \frac{\sin \alpha'_R}{\lambda'_R} = \frac{\sin \alpha'_D}{\lambda'_D} \\ \delta_E &= \delta_R = \delta_D = \delta'_R = \delta'_D \end{aligned}$$

$$38. \begin{cases} \sin \alpha_E + R \sin \alpha_R + R' \cos \alpha'_R = D \sin \alpha_D + D' \cos \alpha'_D \\ \cos \alpha_E + R \cos \alpha_R - R' \sin \alpha'_R = D \cos \alpha_D - D' \sin \alpha'_D \\ \cos \alpha_E + R \cos \alpha_R + R' \frac{\cos^2 \alpha'_R}{\sin \alpha'_R} = D \cos \alpha_D + D' \frac{\cos^2 \alpha'_D}{\sin \alpha'_D} \\ \frac{\cos^2 \alpha_E}{\sin \alpha_E} + R \frac{\cos^2 \alpha_R}{\sin \alpha_R} - R' \cos \alpha'_R = D \frac{\cos^2 \alpha_D}{\sin \alpha_D} - D' \cos \alpha'_D \end{cases}$$

wo in den beiden letzten die Wellenlängen durch die bezüglichen Sinus ersetzt sind.

Außer dem bekannten Spiegelungs- und Brechungsgesetz für die Transversalstrahlen erhält man für die Longitudinalstrahlen entsprechend:

$$\frac{\sin \alpha_E}{\sin \alpha'_R} = \frac{v - g \cos(\alpha_E - \psi)}{v'_R} = \frac{v}{v'_R}$$

$$\frac{\sin \alpha_E}{\sin \alpha'_D} = \frac{v - g \cos(\alpha_E - \psi)}{v'_D} = \frac{v}{v'_D}$$

44. Durch Addition der ersten und vierten und durch Subtraction der zweiten und dritten der Gl. 38 ziehen sich dieselben auf:

$$39. \frac{1}{\sin \alpha_E} + \frac{R}{\sin \alpha_R} = \frac{D}{\sin \alpha_D}, \quad \frac{R'}{\sin \alpha'_R} = \frac{D'}{\sin \alpha'_D}$$

zusammen. Und werden die sich hieraus für D und D' ergebenden Werthe in die beiden ersten eingesetzt, so kommt:

$$\begin{aligned} \frac{\sin^2 \alpha_E - \sin^2 \alpha_D}{\sin \alpha_E} + R \frac{\sin^2 \alpha_R - \sin^2 \alpha_D}{\sin \alpha_R} \\ + R' \frac{\sin \alpha'_R \cos \alpha_R - \sin \alpha'_D \cos \alpha'_D}{\sin \alpha'_R} = 0 \\ \frac{\sin \alpha_E \cos \alpha_E - \sin \alpha_D \cos \alpha_D}{\sin \alpha_E} - R \frac{\sin \alpha_R \cos \alpha_R + \sin \alpha_D \cos \alpha_D}{\sin \alpha_R} \\ - R' \frac{\sin^2 \alpha'_R - \sin^2 \alpha'_D}{\sin \alpha'_R} = 0. \end{aligned}$$

Die Elimination von R' giebt dann, wenn man beachtet, daß:

$$\frac{\sin \alpha_E \cos \alpha_E - \sin \alpha_D \cos \alpha_D}{\sin^2 \alpha_E - \sin^2 \alpha_D} = \cot(\alpha_E + \alpha_D) \dots$$

für R den folgenden Werth:

$$R = - \frac{\cot(\alpha_E + \alpha_D) + \tan(\alpha'_R + \alpha'_D)}{\cot(\alpha_R - \alpha_D) + \tan(\alpha'_R + \alpha'_D)} \frac{\sin^2 \alpha_E - \sin^2 \alpha_D}{\sin^2 \alpha_R - \sin^2 \alpha_D} \frac{\sin \alpha_R}{\sin \alpha_E}.$$

Dazu gilt die erste der Gl. 39 den zugehörigen Werth von D . Entwickelt man $\tan(\alpha'_R + \alpha'_D)$ unter Berücksichtigung des negativen Zeichens von $\cos \alpha'_R$, so läßt sich dasselbe bekanntlich mit Cauchy auf die Form bringen:

$$\tan(\alpha'_R + \alpha'_D) = p \sqrt{-1},$$

und die Erfahrung lehrt, daß p im allgemeinen eine sehr kleine GröÙe ist, die sogar für gewisse Substanzen auf den Werth 0 herabsinkt.

Im Folgenden werde ich p vernachlässigen. Es vereinfacht sich alsdann der Ausdruck für R auf:

$$40. \quad R = + \frac{\sin \alpha_E \cos \alpha_E - \sin \alpha_D \cos \alpha_D}{\sin \alpha_R \cos \alpha_R - \sin \alpha_D \cos \alpha_D} \frac{\sin \alpha_R}{\sin \alpha_E}, \quad ^1)$$

und demgemäß wird:

$$41. \quad D = \left(1 - \frac{\sin \alpha_E \cos \alpha_E - \sin \alpha_D \cos \alpha_D}{\sin \alpha_R \cos \alpha_R - \sin \alpha_D \cos \alpha_D}\right) \frac{\sin \alpha_D}{\sin \alpha_E}$$

Sämmtliche Formeln fallen mit denen von Cauchy, resp. Fresnel zusammen, wenn $\alpha_R = 180^\circ - \alpha_E$ gesetzt wird.

Ganz analog gestaltet sich die Bildung von R_i , D_i , und DD_i .

45. Wenngleich bei der bisherigen Entwicklung continuirlich verlaufende Strahlen vorausgesetzt wurden, so gelten die erhaltenen Gleichungen doch selbstverständlich auch für Strahlenelemente, d. h. für einzelne, beliebig getrennte Wellenstöße.

Es möge nun eine solche, irgendwie erzeugte ebene Welle unter sehr kleinem Einfallswinkel $\alpha_E = \alpha$ auf einen spiegelnden Körper fallen, der sich nach einer Richtung, die mit dem Lothe den Winkel ψ bildet, mit einer Geschwindigkeit g bewegt. Wird α so klein genommen, daß $\cos \alpha = 1$ und $\sin \alpha = \alpha$ gesetzt werden darf, so erhält man leicht:

1) In Anbetracht der für $p = 0$ sich ergebenden Phasendifferenz π habe ich in Gl. 40 das Zeichen von R gewechselt.

$$\frac{\alpha_n}{\alpha} = \frac{1 + \frac{g}{v} \cos \psi}{1 - \frac{g}{v} \cos \psi}, \quad \frac{\alpha_v}{\alpha} = \frac{1}{n} \frac{1 - \frac{g}{v} n(1-k) \cos \psi}{1 - \frac{g}{v} (\cos \psi + \alpha k \sin \psi)}.$$

Und da für $\alpha = 0$ die beiden Gleichungen 35 und 40 zusammenfallen, so kommt:

$$R = - \frac{1 - \frac{\alpha v}{\alpha}}{1 + \frac{\alpha v}{\alpha} \frac{\alpha}{\alpha_n}} = - \frac{n - 1 - \frac{g}{v} n k \cos \psi}{n + 1 + \frac{g}{v} n k \cos \psi} \frac{1 + \frac{g}{v} \cos \psi}{1 - \frac{g}{v} \cos \psi}.$$

Ich mache jetzt die Annahme, daß Elasticität und Dichtigkeit des im Körper enthaltenen Aethers in Folge der Bewegung nicht modificirt werden, daß folglich ein bewegtes Medium sich für eine unendlich kurze Zeit gerade so verhält, als ob es ruhte.

Nun nimmt aber der Anprall der gegebenen Wellebene und ihre Theilung in die parallele gespiegelte und gebrochene Welle nur eine unendlich kurze Zeit in Anspruch. Es wird daher die Amplitude dieser beiden Wellen von der Bewegung unabhängig seyn, und so wird insbesondere R den Cauchy'schen Werth:

$$- \frac{n-1}{n+1}$$

behalten.

Andererseits reducirt sich der obige Ausdruck nach Ausführung der Divisionen auf:

$$R = - \frac{n-1}{n+1} \left\{ 1 + 2 \frac{g}{v} \left[1 - \frac{k n^2}{n^2 - 1} \right] \cos \psi \right\}.$$

Die Identificirung beider führt zur Bedingungsgleichung:

$$k = \frac{n^2 - 1}{n^2}.$$

Sonach folgt aus der Annahme, daß sich im Innern eines bewegten Mittels die Wellen mit ungeänderter Geschwindigkeit fortpflanzen, und daß die Modification der absoluten Lichtverbreitung lediglich auf einer durch Entrainirung be-

dingten Verschiebung beruhe, mit Nothwendigkeit der Fresnel'sche Werth des Coëfficienten k . Die gemachte Annahme liegt analytisch ausgesprochen in den beiden Gleichungen:

$$v'_1 = v_1 + gk', \quad v_1 = v'.$$

46. Hiernach kehre ich zu den continuirlichen Strahlen zurück. Denken wir uns, eine ruhende Lichtquelle, z. B. ein Fixstern, sende unter dem scheinbaren Einfallswinkel e eine Folge von Wellen auf eine sich mit der Erde bewegendes Platte. Wegen der auftretenden Aberration beträgt alsdann der wirkliche Einfallswinkel:

$$\alpha = e - \frac{g}{v} \sin(\alpha - \psi).$$

Andererseits hat man für Brechungs- und Spiegelungswinkel:

$$\frac{\sin \alpha_D}{\sin \alpha} = \frac{v'}{v} \left\{ 1 + \frac{g}{v} [\cos(\alpha - \psi) - n(1 - k) \cos(\alpha_D - \psi)] \right\}$$

$$\frac{\sin \alpha_n}{\sin \alpha} = 1 + 2 \frac{g}{v} \cos \alpha \cos \psi$$

$$\frac{\sin \alpha_n^i}{\sin \alpha_D} = 1 + 2 \frac{g}{v} n(1 - k) \cos \alpha_D \cos \psi.$$

Führt man noch mittelst der Beziehung $\frac{v'}{v} = \frac{\sin r}{\sin e}$ den scheinbaren Brechungswinkel r ein, setzt der obigen Annahme entsprechend:

$$n(1 - k) = \frac{1}{n}$$

und vernachlässigt die kleinen Glieder höherer Ordnung, so erhält man der Reihe nach:

$$\begin{aligned}
\sin \alpha &= \sin e \left[1 - \frac{g}{v} \cot e \sin (e - \psi) \right] \\
\cos \alpha &= \cos e \left[1 + \frac{g}{v} \operatorname{tang} e \sin (e - \psi) \right] \\
\sin \alpha_R &= \sin e \left[1 + \frac{g}{v} \cot e \sin (e + \psi) \right] \\
-\cos \alpha_R &= \cos e \left[1 - \frac{g}{v} \operatorname{tang} e \sin (e + \psi) \right] \\
42. \quad \sin \alpha_D &= \sin r \left[1 - \frac{g}{v} \cot r \frac{\sin (r - \psi)}{n} \right] \\
\cos \alpha_D &= \cos r \left[1 + \frac{g}{v} \operatorname{tang} r \frac{\sin (r - \psi)}{n} \right] \\
\sin \alpha'_R &= \sin r \left[1 + \frac{g}{v} \cot r \frac{\sin (r + \psi)}{n} \right] \\
-\cos \alpha'_D &= \cos r \left[1 - \frac{g}{v} \operatorname{tang} r \frac{\sin (r + \psi)}{n} \right].
\end{aligned}$$

Würde man dagegen allgemeiner:

$$n(1-k) = \frac{1}{n} + q$$

setzen, so erhielte man z. B.:

$$\begin{aligned}
\sin \alpha_D &= \sin r \left[1 - \frac{g}{v} \left(\cot r \frac{\sin (r - \psi)}{n} + q \cos (r - \psi) \right) \right] \\
\cos \alpha_D &= \cos r \left[1 + \frac{g}{v} \operatorname{tang} r \left(\frac{\sin (r - \psi)}{n} + q \operatorname{tang} r \cos (r - \psi) \right) \right]
\end{aligned}$$

u. s. w.

Diese Ausdrücke sind nun in die für R und D erhaltenen Formeln einzusetzen.

47. Man erhält zunächst für den ersten Hauptfall:

$$\begin{aligned}
\sin (\alpha - \alpha_D) &= \sin (e - r) - \frac{g}{v} \left\{ \cos (e - r) \left[\sin (e - \psi) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{\sin (r - \psi)}{n} - q \operatorname{tang} r \cos (r - \psi) \right] \right\} \\
\sin (\alpha_R - \alpha_D) &= \sin (e + r) + \frac{g}{v} \left\{ \cos (e + r) \left[\sin (e + \psi) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{\sin (r - \psi)}{n} - q \operatorname{tang} r \cos (r - \psi) \right] \right\},
\end{aligned}$$

und wenn man den Quotienten derselben mit:

$$\frac{\sin \alpha_R}{\sin \alpha} = \frac{1 + \frac{g}{v} \cos(e - \psi)}{1 - \frac{g}{v} \cos(e + \psi)}$$

multiplicirt, so wird:

$$R = - \frac{\sin(e - r) - \frac{g}{v} \left\{ \left[1 - \frac{\cos(e - r)}{n} \right] \sin(r - \psi) - q \tan g r \cos(e - r) \cos(r - \psi) \right\}}{\sin(e + r) - \frac{g}{v} \left\{ \left[1 + \frac{\cos(e + r)}{n} \right] \sin(r - \psi) + q \tan g r \cos(e + r) \cos(r - \psi) \right\}}$$

$$D = 1 + R.$$

Ich knüpfe daran die Behandlung der wichtigsten Specialfälle.

a) Bei scheinbarer senkrechter Incidenz ist $e = r = 0$. Es reducirt sich daher der ganze Ausdruck auf den Quotienten der mit $\frac{g}{v}$ behafteten Glieder, und aus diesen fällt noch der Factor q heraus. So kommt:

$$R = - \frac{n - 1}{n + 1}.$$

Die Amplitude des unter dem scheinbaren Incidenzwinkel $e = 0$ reflectirten Strahles kann sich aber von derjenigen, welcher der wahre Einfallswinkel

$$\alpha = e - \frac{g}{v} \sin(\alpha - \psi) = 0$$

entspricht, nur um eine zu vernachlässigende Gröfse unterscheiden. Da nun für den Fall $\alpha = 0$, $q = 0$ eine besondere Untersuchung die Richtigkeit der vorstehenden Amplitude gezeigt hat, so ist man berechtigt, obige Formel auf den in Rede stehenden Specialfall auszudehnen, ohne die nächst höheren Potenzen von $\frac{g}{v}$ hinzuzuziehen zu brauchen.

Ist q nicht $= 0$, so bleibt noch der Einfluss dieser höhern Potenzen zu untersuchen.

b) Für den Polarisationswinkel $e = p$ ist $e + r = 90^\circ$, $\tan p = n$ und daher:

$$\sin^2 p = \frac{n^2}{n^2 + 1}, \quad \cos^2 p = \frac{1}{n^2 + 1}, \quad \cos 2p = - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}.$$

Es kommt dann:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{\cos 2p - \frac{g}{v} \left[\cos 2p \cos (p + \psi) + \frac{q}{n} \sin 2p \sin (p + \psi) \right]}{1 - \frac{g}{v} \cos (p + \psi)} \\
 &= \cos 2p \left[1 - 2 \frac{g}{v} q \frac{\cos^2 p \sin (p + \psi)}{\cos 2p} \right] \\
 &= - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \left[1 + 2 \frac{g}{v} q \frac{\sin (p + \psi)}{n^2 - 1} \right].
 \end{aligned}$$

c) Für die scheinbar streifende Incidenz ($e = 90^\circ$) werden der Zähler und Nenner einander gleich; es wird daher:

$$R = -1$$

und sonach unabhängig von jeder Annahme bezüglich des Coëfficienten q .

48. Merkwürdig einfach gestalten sich die Beziehungen, wenn man von vornherein $q = 0$ setzt. Alsdann wird:

$$R = - \frac{\sin (e - r) - \frac{g}{v} \left[1 - \frac{\cos (e - r)}{n} \right] \sin (r - \psi)}{\sin (e + r) - \frac{g}{v} \left[1 + \frac{\cos (e + r)}{n} \right] \sin (r - \psi)}.$$

Und führt man die angedeutete Division aus, so fallen die mit $\frac{g}{v}$ behafteten Glieder fort, und es bleibt:

$$43. \quad R = - \frac{\sin (e - r)}{\sin (e + r)}.$$

Unter der Annahme also, daß sich die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch Translation nicht ändere, bleibt für den ersten Hauptfall die Form der Fresnel-Cauchy'schen Gleichungen bestehen, jedoch enthält dieselbe nicht die wahren, sondern die scheinbaren Einfall- und Brechungswinkel.

Wäre q nicht $= 0$, so würde doch die Bedingung: $r - \psi = 90^\circ$ das gleiche Resultat ergeben.

49. Für eine innere Reflexion erhält man gemäß Gl. 35 b bei Nullsetzung von q :

$$R_i = \frac{\sin (e - r) - \frac{g}{v} \left[\cos (e - r) - \frac{1}{n} \right] \sin (e - \psi)}{\sin (e + r) - \frac{g}{v} \left[\cos (e + r) + \frac{1}{n} \right] \sin (e - \psi)}.$$

so daß sich R , aus R gewinnen läßt, wenn e gegen r und e' gegen v vertauscht werden. Dem entsprechend folgt weiter:

$$R_1 = \frac{\sin(e-r)}{\sin(e+r)} = -R$$

44.

$$DD_1 = 1 - R^2 = \frac{\sin 2e \sin 2r}{\sin^2(e+r)}.$$

Diese letzteren Gleichungen sind wiederum die nämlichen, wie sie für eine ruhende Platte gelten. 50. Für den zweiten Hauptfall, für den die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes der Einfallsebene parallel ist, hat man die Ausdrücke 42 in GL. 40 und 41 zu substituieren. So erhält man, $q = 0$ gesetzt, zunächst:

$$R = - \frac{(\sin 2e - \sin 2r) - \frac{g}{v} \left[2 \cos 2e \sin(e-\psi) - 2 \cos 2r \frac{\sin(r-\psi)}{n} - (\sin 2e - \sin 2r)(\cos e - \psi) \right]}{(\sin 2e + \sin 2r) + \frac{g}{v} \left[2 \cos 2e \sin(e+\psi) - 2 \cos 2r \frac{\sin(r-\psi)}{n} - (\sin 2e + \sin 2r)(\cos e + \psi) \right]}.$$

Betrachten wir wieder die wichtigsten Specialfälle.

a) Für die senkrechte Incidenz, also für $e = r = 0$ wird:

$$R = - \frac{n-1}{n+1}$$

und gelten für dieselbe die oben gemachten Bemerkungen.

b) Fällt der einfallende Strahl scheinbar unter dem Polarisationswinkel auf, so ist:

$$\sin 2p = \sin 2r = \frac{2n}{n^2+1}, \quad \cos 2p = -\cos 2r.$$

Demzufolge wird:

$$\begin{aligned} R &= \frac{g}{v} \cot 2p \left[\sin(p - \psi) + \frac{\cos(p + \psi)}{n} \right] \\ &= \frac{g \cos \psi - \sin 2p \sin \psi}{v \tan 2p \sin p} \\ &= \frac{g \frac{2n \sin \psi - (n^2 + 1) \cos \psi}{2n^2 \sqrt{n^2 + 1}}}{v} (n^2 - 1). \end{aligned}$$

Die Amplitude wird 0 für $\tan \psi = \frac{1}{\sin 2p}$, und sie erreicht ihre extremen Werthe:

$$R' = \frac{g}{v} \frac{\cot 2p}{\sin p} \text{ für } \psi = 0$$

$$R'' = -\frac{g}{v} \frac{\cos 2p}{\sin p} \text{ für } \psi = 90^\circ.$$

c) Steigt die scheinbare Incidenz bis zur streifenden ($e = 90^\circ$) an, dann werden Zähler und Nenner gleich, und so kommt:

$$R = +1.$$

Die obige Gleichung läßt sich bedeutend vereinfachen, wenn man die mit $\cos \psi$ multiplicirten Glieder von den mit $\sin \psi$ multiplicirten trennt und die angedeutete Division ausführt. Sie erhält alsdann die Form:

$$\begin{aligned} 45. \quad R &= -\frac{\tan(e-r)}{\tan(e+r)} \left[1 + 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{(\sin e^2 + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi}{\cos(e-r) \cos(e+r)} \right] \\ &= -\frac{\tan(e-r)}{\tan(e+r)} - 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{[(\sin^2 e + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi] \tan(e-r)}{\sin(e+r) \cos(e-r)} \end{aligned}$$

Man übersieht leicht, daß dieselbe für $e = 0$, $e = p$ und $e = 90$ ihre Gültigkeit bewahrt.

Es verlieren daher unter der Annahme, daß sich die innere Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch Translation nicht ändere, die Fresnel-Cauchy'schen Gleichungen für diesen zweiten Hauptfall ihre Geltung; sie sind durch ein von der Bewegung abhängiges Glied zu ergänzen, und dieses erlangt seinen Haupteinfluss für die Incidenz des Polarisationswinkels.

51. Man erhält ferner die Amplitude des gebrochenen Lichtes mittelst Gl. 41; dieselbe nimmt die Form an:

$$D=2 \frac{\sin r}{\sin e} \frac{\sin 2e + \frac{g}{v} \left\{ \sin(e+\psi) [1 + \cos 2e] - \sin 2e \frac{\cos(r-\psi)}{n} \right\}}{(\sin 2e + \sin 2r) + 2 \frac{g}{v} \left\{ \cos 2e \sin(e+\psi) - \cos 2r \frac{\sin(r-\psi)}{n} \right\}}$$

und reducirt sich z. B. für den Polarisationswinkel $e=p$ auf:

$$D = \frac{\cos p}{\sin p} \left(1 - \frac{g}{v} \frac{\cos \psi}{\tan 2p \sin p} \right).$$

Ein weiteres Interesse bietet dieser Ausdruck nicht und ebensowenig die analog gebildeten R , und D_i , die sich auf innere Spiegelung, resp. Brechung beziehen.

52. Während der unsymmetrische Bau der Coefficienten D ihre Vereinfachung unmöglich macht, so gelangt man wieder zu kurzen und durchsichtigen Formeln, wenn man das Product DD_i derselben bildet und so jene Dissymmetrie beseitigt.

Dieses Product ist bekanntlich der Schwächungscoefficient des Lichtes, welches nach zweimaliger Brechung durch eine planparallele Platte hindurchgegangen, und es ist dasselbe für den ersten Hauptfall bereits gebildet.

Bei der Herstellung desselben für den zweiten Hauptfall fällt das in Gleichung 41 vorkommende variable Brechungsverhältniß heraus, und es kommt:

$$DD_i = 1 + \frac{(\sin \alpha \cos \alpha - \sin \alpha p \cos p) (\sin \alpha_R \cos \alpha_R - \sin \alpha'_R \cos \alpha'_R)}{(\sin \alpha_R \cos \alpha_R - \sin \alpha p \cos p) (\sin \alpha'_R \cos \alpha'_R - \sin \alpha \cos \alpha)}$$

Die einzelnen zu bildenden Ausdrücke sind einfach, und wenn man zur Abkürzung setzt:

$$a = \frac{1}{2} (\sin 2e - \sin 2r), \quad b = \frac{1}{2} (\sin 2e + \sin 2r),$$

so erhält man:

$$DD_i = 1 - \frac{a^2 - a \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} (\cos 2r \sin 2r - \cos 2e \sin 2e)}{b^2 + b \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} (\cos 2r \sin 2r + \cos 2e \sin 2e)}$$

und als definitiven Ausdruck:

$$46. DD_i = \frac{4 \sin 2e \sin 2r}{(\sin 2e + \sin 2r)^2} \left[1 + \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} \frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r} (\cos 2r - \cos 2e) \right]$$

Der mit $\frac{g}{v}$ behaftete Factor wird 0 für $e=0$, für $e=p$ und für $e=90^\circ$, und er verschwindet außerdem für $\psi=0$.

53. Die Beziehungen zwischen Amplitude und Intensität sind bereits in unserer ersten Abhandlung andeutungsweise berührt worden. Sey:

$$q = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a \right)$$

das Schwingungsgesetz von Punkten, die continuirlich von Wellen von der Amplitude A sollicitirt werden.

Dieselben pflanzen sich im ruhenden Aether und zwar in einer gegebenen längeren Zeit, die ich $= 1$ setze, so daß etwa:

$$mT = 1,$$

um eine Strecke $m\lambda$ fort. Heißt ihre Breite b und die Dichtigkeit des bezüglichen Aethers s , so war während dieser Zeit seitens der spontanen äußeren Kraft eine mechanische Arbeit aufzuwenden, die aequivalent ist der lebendigen Kraft:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} b \cdot s \left(\frac{2\pi A}{T} \right)^2 \int_{\delta}^{\delta+m\lambda} \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a \right) d\delta &= \frac{1}{4} b s m \lambda \left(\frac{2\pi A}{T} \right)^2 \\ &= M \left(\frac{\pi A}{T} \right)^2, \end{aligned}$$

wenn die bewegte Masse mit M bezeichnet wird.

Findet an den beiden Flächen einer planparallelen Platte Spiegelung und Brechung statt, so bleibt T constant, und wenn der in der Zeiteinheit im Innern der Platte in Bewegung gesetzte Aether mit M , bezeichnet wird, so hat man:

$$M = M R^2 + M_1 D^2$$

$$M_1 = M_1 R_1^2 + M D_1^2.$$

Man erhält daraus, da noch speciell $R_1 = -R$ gefunden wird:

$$(DD_1)^2 = (1 - R^2)^2.$$

Da diese letzteren Beziehungen für den ersten Hauptfall der Translation ($q=0$ gesetzt) ihre Gültigkeit be-

wahren, so läßt sich sagen, *dafs die lebendige Kraft der einfallenden Welle sich scheinbar in den gebildeten drei neuen Wellen wiederfindet.*

Wollte man andererseits den Versuch machen, das ganze von mir durchgeführte Problem statt mittelst der Cauchy'schen Continuitätsbedingungen mittelst der Fresnel-Neumann'schen Gleichung der lebendigen Kräfte zu behandeln, so wären bei Aufstellung derselben die Modificationen der Schwingungsdauer zu beachten. Man erhielte übrigens, wenigstens unter Constanterhaltung der Dichtigkeit des Aethers, stark complicirte Ausdrücke.

54. Was endlich die realisirbare Bestimmung der subjectiven Intensität betrifft, so mißt sich dieselbe bekanntlich durch die Summe der lebendigen Kräfte, welche während einer längeren Zeit ($= 1 = mT$) auf die vor der Cornea liegenden Aethertheilchen eindringen. Ist daher das Schwingungsgesetz derselben:

$$\rho = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a \right),$$

so hat man, den constanten Factor $= 2$ gesetzt:

$$J = 2 \left(\frac{A}{T} \right)^2 \int_t^{t+mT} \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{\delta}{\lambda} - a \right) dt = \left(\frac{A}{T} \right)^2.$$

Man hat nun zu unterscheiden, ob das einfallende Licht von einer festen Lichtquelle, beispielsweise einem Fixstern, her stammt, oder ob diese Lichtquelle als terrestrisch an der Bewegung von Platte und Auge Theil nimmt.

Im ersteren Fall hat der vor dem Auge liegende Aether, sofern er sich in relativer Ruhe befindet zu den auf der Vorderfläche der Platte befindlichen Incidenzpunkten, mit diesen die gleiche Schwingungsperiode. Für die Scheidewand gilt aber dem Doppler'schen Princip zufolge die Beziehung:

$$T_1 = \left(1 + \frac{v}{v} \cos(\alpha - \psi) \right) T,$$

wofern unter T die Schwingungsdauer der festen Lichtquelle verstanden wird. Und daher werden die subjectiven

Intensitäten für das an der Oberfläche gespiegelte, resp. das an der Hinterfläche austretende Licht:

$$J^a = \frac{R^2}{T^2} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \cos(e - \psi) \right],$$

$$J^b = \frac{(DD)^2}{T^2} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \cos(e - \psi) \right],$$

während die des einfallenden:

$$J^e = \frac{1}{T^2} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \cos(e - \psi) \right]$$

beträgt. — Ist dagegen das einfallende Licht terrestrisch, so erfolgt keine Veränderung der Farbe, und daher misst sich die subjective Intensität einfach durch das Quadrat der Quotienten $\frac{1}{T}$, $\frac{R}{T}$, $\frac{DD}{T}$.

In beiden Fällen schreibt sich also:

$$47. \quad J_a = R^2 J_e, \quad J_b = (DD)^2 J_e.$$

55. Man kann den Einfluß der Erdbewegung für den zweiten Hauptfall dadurch steigern, daß man den gleichen einfallenden Strahl an mehreren aufgestellten Platten reflectiren, resp. durch sie hindurchgehen läßt. Da der zwei Mal gebrochene Strahl die ursprüngliche Richtung wieder erhält, so verhält sich derselbe gegen jede folgende Platte gleich, und daher ist für m Platten:

$$48. \quad J_b = (DD)^2 J_a.$$

Fällt dagegen der von der Vorderfläche der ersten Platte mit der Amplitude:

$$R_1 = - \frac{\operatorname{tg}(e-r)}{\operatorname{tg}(e+r)} \left[1 + 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{(\sin^2 e + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi}{\cos(e-r) \cos(e+r)} \right]$$

reflectirte Strahl auf eine zweite parallele, so bleibt zwar früheren Entwicklungen zufolge der scheinbare zweite Einfallswinkel dem scheinbaren ersten gleich, aber es geht für die zweite Reflexion g in $-g$ und ψ in $-\psi$ über. Es wird daher:

$$R_2 = - \frac{\operatorname{tg}(e-r)}{\operatorname{tg}(e+r)} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \cos e \frac{(\sin^2 e + \sin^2 r) \cos \psi + \sin 2r \sin \psi}{\cos(e-r) \cos(e+r)} \right],$$

und so kommt für die Amplitude $(R_1 R_2)$ des nach zwei-

(DD)

maliger Spiegelung auf seine ursprüngliche Richtung zurückgebrachten Strahles:

$$49. \quad R_1 R_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(e-r)}{\operatorname{tg}^2(e+r)} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} \frac{\sin 2e \sin 2r}{\cos(e-r) \cos(e+r)} \right].$$

Der Gl. 48 entspricht daher für eine Reflexion an m Doppelflächen:

$$48b. \quad J_n = (R_1 R_2)^2 = J_n.$$

Vielleicht steht zu erwarten, daß es mittelst directen Sonnenlichtes und mit Anwendung eines hinlänglich empfindlichen Thermomultiplicators gelingen werde, die hier von der Theorie verlangten Intensitätsänderungen bei Drehung des Apparates zu constatiren.

56. Indefs selbst dann, wenn die Thermoströme ihren Dienst versagen sollten, giebt es ein anderes Mittel, den Einfluß der Erdbewegung auf die besprochenen optischen Verhältnisse darzuthun, und zwar scheint die Anwendbarkeit desselben bereits von Fizeau praktisch bewiesen. Ich meine die Drehung der Polarisationssebene des gespiegelten und gebrochenen Lichtes für den Fall, daß die Polarisationssebene des einfallenden Strahles gegen die Einfallsebene beliebig geneigt ist.

Macht die Schwingungsebene dieses letzteren mit der Einfallsebene den Winkel φ , so zerlegt sich die Amplitude 1 der einfallenden Wellen senkrecht und parallel zur Einfallsebene in die Componenten

$$E_s = \sin \varphi, \quad E_p = \cos \varphi.$$

Demzufolge wird z. B.:

$$(DD)_s = \frac{\sin 2e \sin 2r}{\sin^2(e+r)} \sin \varphi$$

$$(DD)_p = \frac{4 \sin 2e \sin 2r}{(\sin 2e + \sin 2r)} \left[1 + \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} \frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r} (\cos 2r - \cos 2e) \right] \cos \varphi,$$

und wenn daher das Azimuth des zwei Mal gebrochenen Strahles durch φ_p bezeichnet wird, so erhält man:

$$50. \quad \operatorname{tg} \varphi_p = \cos^2(e-r) \left[1 - \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} \frac{\sin 2e - \sin 2r}{\sin 2e + \sin 2r} (\cos 2r - \cos 2e) \right] \operatorname{tg} \varphi.$$

Heißt ebenso das Azimuth des einmal reflectirten Strahles $(\varphi_n)_1$, so folgt für dasselbe:

$$51. \quad \cot(\varphi_n)_1 = \left\{ \frac{\cos(e+r)}{\cos(e-r)} + 2 \frac{g}{v} \frac{\cos e}{\cos^2(e-r)} \right\} [(\sin^2 e + \sin^2 r) \cos \psi - \sin 2r \sin \psi] \cot \varphi,$$

und analog bei zweimaliger Reflexion zufolge Gleichung 49:

$$52. \quad \cot(\varphi_n)_2 = \frac{\cos^2(e+r)}{\cos^2(e-r)} \left[1 - 2 \frac{g}{v} \frac{\sin \psi}{\sin e} \frac{\sin 2e \sin 2r}{\cos(e-r)} \right] \cot \varphi.$$

Auch hier läßt sich der Einfluß der Erdbewegung durch Anwendung mehrerer Platten steigern, und man übersieht leicht, daß das mit $\frac{g}{v}$ behaftete Glied der Gl. 50 und 52 für m -Platten sich auf den m -fachen Werth erhebt.

Dieses Glied verschwindet für $e = 0$, $e = p$, $e = 90^\circ$ sowie für $\psi = 0$.

57. Für experimentelle Untersuchungen erscheint es wünschenswerth, von den Tangenten der Azimuthe zu den Incrementen derselben überzugehen. Macht man daher Gebrauch von der bekannten Formel:

$$\frac{\tan(q' + \Delta q) - \tan q'}{1 + \tan^2 q'} = \Delta q,$$

so erhält man z. B. für die Drehung, welche die Polarisationssebene des zweimal gebrochenen Strahles unter dem Einfluß der Erdbewegung erleidet:

$$\Delta \varphi_0 = - \frac{g}{v} \frac{(\sin 2e - \sin 2r) \sin 2(e-r)}{2[1 + \cos^4(e-r)] \operatorname{tg}^2 \varphi} \operatorname{tg} \varphi,$$

wenn insbesondere, wie solches bei dem Arrangement von Fizeau geschah, $\psi = e$ gesetzt wird.

Statt deren benutzt Fizeau¹⁾ zur Vergleichung der erhaltenen Resultate mit der Theorie den Ausdruck:

$$\frac{\Delta q}{q} = K \frac{\Delta n}{n},$$

wo Δq den durch die Erdbewegung hervorgerufenen Zuwachs der Drehung q und K eine Constante bedeutet. Diese Formel, bei deren Aufstellung offenbar die außerhalb der Platte vor sich gehenden Veränderungen vernachlässigt sind, wird dann mit Hülfe der nach Fresnel gebildeten Beziehung:

$$n + \Delta n = \frac{v}{v' + gk \cos(e - r)}$$

auf die Form gebracht:

$$\frac{\Delta q}{q} = K \frac{g}{v} \frac{n^2 - 1}{n} \cos(e - r).$$

Sie ist also eine roh empirische Formel, die nicht einmal das Verschwinden von Δq unter der Incidenz des Polarisationswinkels andeutet. So erklären sich denn auch wohl „die beträchtlichen Unterschiede, die die aus den verschiedenen vervielfältigten Beobachtungen abgeleiteten Zahlenwerthe zeigen.“

Fizeau verspricht²⁾ eine Fortsetzung der Versuche, für die ein neuer Apparat angefertigt werde, indess ist mir über die Publication derselben seither nichts bekannt geworden.

58. Zum Schluß dieser Untersuchung will ich ausdrücklich hervorheben, daß sämtliche von uns erhaltenen Formeln insofern von jeder Annahme über die Beschaffenheit der Function q unabhängig sind, als diese für die Specialbedingung:

$$r - \psi = 90^\circ, \quad \sin \psi = -\cos r, \quad \cos \psi = \frac{\sin e}{n}$$

aus denselben herausfällt.

Die Voraussetzungen dieser Formeln sind die erweiterten Gränzbedingungen Cauchy's, gegen welche Er-

1) Diese Annalen, Bd. CXIV, S. 559.

2) l. c. S. 587.

weiterung wohl von keiner Seite Widerspruch erhoben werden wird.

Und fügt man diesen Prämissen das von mannigfachen Erfahrungen geforderte Postulat:

$$q = 0, \quad k = \frac{n^2 - 1}{n^2}$$

hinzu, so folgt nothwendig, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen im Innern eines bewegten Mittels von der Translation desselben unabhängig ist. Unter dieser Voraussetzung führen dann die entwickelten Ausdrücke weiter zu Consequenzen, die durch die Versuche Fizeau's bereits im großen Ganzen experimentell bestätigt sind.

Die erhaltenen Formeln schließen die Fresnel-Cauchy'schen für $g = 0$ in sich ein. Sie lassen sich meiner Ansicht nach weder auf dem Fresnel'schen noch auf dem Neumann'schen Wege gewinnen. Sollte diese Vermuthung richtig seyn, und sollten dieselben von der Erfahrung im Einzelnen ihre Bestätigung erhalten, so würde demnach ein senkrecht gegen die Einfallsebene schwingender Strahl sich gegen den Einfluß der Erdbewegung ganz anders verhalten wie ein der Einfallsebene parallel schwingender. Und es würde daraus weiter folgen, daß, entsprechend der Fresnel'schen Ansicht, das polarisirte Licht seine Schwingungen senkrecht und nicht parallel zur sogenannten Polarisationssebene ausführt.

Die nächstens folgende sechste und letzte Abhandlung soll den Aberrationsverhältnissen der anisotropen Mittel gewidmet seyn.

Bonn, im Januar 1872.

IV. *Entwicklung von Wärme durch Reibung
von Flüssigkeiten an festen Körpern;
von O. Maschke.*

Es ist bekannt, daß geglühte, sowie ungeglühte amorphe Kieselsäure einen nicht unbedeutenden Grad von Porosität besitzen.

Bringt man diese Substanzen mit Flüssigkeiten in Berührung, so tritt energisches Aufsaugen unter Entwicklung von Wärme ein. Daß nun diese Wärme in vielen Fällen allein auf Rechnung von Reibung zu setzen ist, mögen nachstehende Versuche, die jedoch keineswegs auf Vollständigkeit oder äußerste Genauigkeit Anspruch machen, erläutern.

Die verwendeten festen Substanzen wurden bis zur Größe eines Senfkorns zerkleinert.

Der Apparat bestand aus einem kleinen Cylinder von nicht zu dünnem Glase mit einem dreifach durchbohrten Gummistöpsel. Das Thermometer ragte durch die mittlere Oeffnung bis in die Mitte der Substanz. Das heberförmige Zuleitungsrohr, dessen äußerer Schenkel verschlossen war, ging bis auf den Boden des Cylinders und in der dritten Oeffnung befand sich ein knieförmig gebogenes kurzes, gleich unter dem Gummistöpsel endendes Glasrohr. An dem äußern Schenkel dieses kurzen Glasrohres war eine Gummiröhre von bequem zu handhabender Länge befestigt, die vor dem Versuche durch einen Glasstab verschlossen wurde.

Der ganze Apparat, sowie die zu benutzende Flüssigkeit wurden über Nacht an einem und demselben Orte aufgestellt, damit sie möglichst dieselbe Temperatur annahmen.

Beim Beginn des Versuches wurde zunächst das äußere Ende des heberförmigen Zuleitungsrohres geöffnet, dasselbe in die Flüssigkeit getaucht, die Temperatur der

Luft, der Flüssigkeit und der festen Substanz bestimmt, alsdann der Glasstab aus der Gummiröhre entfernt und nun die Luft des Apparates vorsichtig angesogen, wodurch die heberförmige Zuleitungsröhre zu functioniren anfang. Durch ein mehr oder weniger starkes Zusammen-drücken der Gummiröhre konnte das Zufliessen geregelt werden. Während der Befeuchtung der Substanz wurde der höchste Stand des Thermometers notirt und nach ihrer vollständigen Bedeckung mit Flüssigkeit noch einmal die Temperatur des Cylinder-Inhaltes, der Luft und des Flüssigkeits-Restes abgelesen.

Vergleichbare Zahlenwerthe sind bei dieser Versuchsweise nicht zu erlangen; die große Menge entweichender, hier und da sich ansammelnder Luftblasen verhindern oft eine gleichmäſig fortschreitende Befeuchtung. Am besten wäre es wohl, eine gewogene Menge der Substanz mit einer gleichfalls gewogenen Menge der Flüssigkeit zu mengen und dann die Temperatur zu bestimmen.

1.

Amorphe Kieselsäure ($H_2Si_2O_5$) mit Wasser befeuchtet und so weit getrocknet, daß sie porcellanartig weiß erschien: 32,49 Grm.

Wassergehalt dieser porcellanartigen Kieselsäure 39,8 Proc.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = $15^{\circ},4$ C.

Temperatur der Kieselsäure = $15^{\circ},3$

Temperatur des Wassers = 15° .

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in

der befeuchteten Kieselsäure = $16^{\circ},5$.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = $15^{\circ},7$

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = $16^{\circ},2$

Temperatur des Wassers = 15° .

Dauer des Versuches 3 Minuten.

2.

Amorphe Kieselsäure ($H_2Si_2O_5$): . . . 53,4 Grm.
 Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft $14^{\circ},8$ C.
 Temperatur der Kieselsäure 15°
 Temperatur des Wassers $14^{\circ},8$.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in der
 befeuchteten Kieselsäure $= 21^{\circ},5$.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft $= 14^{\circ},8$
 Temperatur der befeuchteten Kiesels. $= 20^{\circ}$
 Temperatur des Wassers $= 14^{\circ},8$.
 Dauer des Versuches 25 Minuten.

3.

24,6 Grm. Kieselsäure mit einem Was-
 sergehalt von 18,8 Proc.
 Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft $15^{\circ},7$ C.
 Temperatur der Kieselsäure $15^{\circ},7$
 Temperatur des Wassers $15^{\circ},5$.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in der
 befeuchteten Kieselsäure $21^{\circ},6$.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft $= 15^{\circ},9$
 Temperatur der befeuchteten Kiesels. $= 18^{\circ},8$
 Temperatur des Wassers $= 15^{\circ},5$.
 Dauer des Versuches 6 Minuten.

4.

Geglühte und feuchter Luft exponirte
amorphe Kieselsäure: . . 19,6 Grm.

Wassergehalt: 6,85 Proc.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 17°,9 C.

Temperatur der Kieselsäure = 17°,8

Temperatur des Wassers = 17°,9.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in

der befeuchteten Kieselsäure . . . = 22°,8.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 18°,2

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 20°,3

Temperatur des Wassers = 17°,9.

Dauer des Versuches 10 Minuten.

5.

Geglühte und sehr feuchter Luft exponirte
amorphe Kieselsäure: 23,3 Grm.

Wassergehalt: 22,68 Proc.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 19°,5 C.

Temperatur der Kieselsäure = 19°,7

Temperatur des Wassers = 19°,4.

Während des Versuches:

Höchster Stand des Thermometers in

der befeuchteten Kieselsäure . . . = 22°.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 20°

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 21°,2

Temperatur des Wassers = 19°,4.

Dauer des Versuches 10 Minuten.

6.

Geglühte und sehr feuchter Luft exponirte

amorphe Kieselsäure: . . . 25,12 Grm.

Wassergehalt: 28,24 Proc.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 20°,9 C.

Temperatur der Kieselsäure . . . = 21°

Temperatur des Wassers = 20°,7.

Während des Versuches:

Höchster Thermometerstand in der be-

feuchteten Kieselsäure = 22°,7.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 21°,2

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 22°,2

Temperatur des Wassers = 20°,7.

Dauer des Versuches 15 Minuten.

7.

Geglühte und über Schwefelsäure er-

kaltete amorphe Kiesels. 19,92 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Wasser.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 16° C.

Temperatur der Kieselsäure . . . = 16°

Temperatur des Wassers = 16°.

Während des Versuches:

Höchster Thermometerstand in der be-

feuchteten Kieselsäure = 23°,8.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 16°,4

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 19°,3

Temperatur des Wassers = 16°,2.

Dauer des Versuches 10 Minuten.

8.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete
amorphe Kieselsäure: . . 21,13 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Benzin.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 19°,5 C.

Temperatur der Kieselsäure . . . = 19°,7

Temperatur des Benzins = 19°,7.

Während des Versuches:

Höchste Temperatur der befeuchteten

Kieselsäure = 24°,5.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 19°,9

Temperatur der bef. Kieselsäure . . = 22°,5

Temperatur des Benzins: = 19°,9.

Dauer des Versuches 10 Minuten.

9.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete
amorphe Kieselsäure: . . 20,61 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Mandelöl (durch Er-
wärmen auf 100° C. von jeder etwa vor-
handenen Feuchtigkeit befreit).

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 20°,5 C.

Temperatur der Kieselsäure = 20°,3

Temperatur des Mandelöls = 20°,5.

Während des Versuches:

Höchste Temperatur der befeuchteten

Kieselsäure = 26°,5.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 20°,9

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 25°,7

Temperatur des Mandelöls = 21°,2.

Dauer des Versuches 30 Minuten.

10.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete
amorphe Kieselsäure: . . 21,51 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Mandelöl.

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 22°,5 C.

Temperatur der Kieselsäure = 22°,5

Temperatur des Mandelöls = 22°,5.

Während des Versuches:

Höchste Temperatur der befeuchteten

Kieselsäure = 28°,3.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = 22°,5

Temperatur der befeuchteten Kiesels. = 25°

Temperatur des Mandelöls = 22°,7.

Dauer des Versuches 45 Minuten.

11.

1 Theil geglühter und unter einer Glasglocke erkalteter
amorpher Kieselsäure wurde in einer Flasche mit
3,2 Theilen Alkohol (spec. Gew. = 0,831 bis 15°,5 C.)
übergossen. Das Thermometer stieg hierbei von 13° C.
auf circa 26° C. Das Ganze wurde gut verschlossen
48 Stunden lang unter öfterem Umschütteln bei Seite
gestellt. Der abfiltrirte Alkohol zeigte bei 14°,6 C.
ein spec. Gewicht von 0,832.

12.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete
amorphe Kieselsäure: . . 19,71 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Reine Schwefelsäure
(spec. Gew. 1,843 bei 15° C.)

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 14°,7 C.

Temperatur der Kieselsäure = 14°,7

Temperatur der Schwefelsäure = 14°,7.

Während des Versuches:

Höchste Temp. d. befeuchteten Kiesel. = $23^{\circ},5$.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = $15^{\circ},2$

Temperatur der befeuchteten Kiesel. = $19^{\circ},5$

Temperatur der Schwefelsäure . . . = $15^{\circ},2$.

Dauer des Versuches 15 Minuten. Das Gewicht der zum Befeuchten verbrauchten Schwefelsäure betrug 46,9 Grm.

13.

Geglühte und über Schwefelsäure erkaltete
amorphe Kieselsäure: . . 22,8 Grm.

Benetzungsflüssigkeit: Reine Schwefelsäure
(spec. Gew. 1,841 bei 20° C.).

Beim Beginn des Versuches:

Temperatur der Luft = 20° C.

Temperatur der Kieselsäure . . . = $19^{\circ},8$

Temperatur der Schwefelsäure . . . = $19^{\circ},2$.

Während des Versuches:

Höchste Temp. d. befeuchteten Kiesel. = $33^{\circ},5$.

Nach Beendigung des Versuches:

Temperatur der Luft = $20^{\circ},4$

Temperatur der befeuchteten Kiesel. = 26°

Temperatur der Schwefelsäure . . . = $19^{\circ},7$.

Dauer des Versuches 20 Minuten. Das Gewicht der zum Befeuchten verbrauchten Schwefelsäure betrug 61,1 Grm.

14.

Glas, Quarz in demselben Zerkleinerungszustande, wie bei der vorstehend benutzten Kieselsäure, gaben beim Befeuchten mit Wasser *keine* erkennbare Wärme-Entwicklung.

Breslau, Februar 1872.

V. Ueber die *Magnetisirungsfuction* des weichen Eisens, insbesondere bei schwächeren *Scheidungskräften*;
von Dr. A. Stoletow,

Docent d. Physik a. d. Universität Moskau.

(Vorgetragen i. d. Moskauer Mathematischen Gesellschaft am

20. Novbr.
2. Decbr. 1871.)

In der Poisson'schen, von Kirchhoff¹⁾ verallgemeinerten Theorie der Magnetisirung des weichen Eisens ist die Kenntniß einer gewissen empirischen Function von der größten Wichtigkeit. Diese Function wollen wir die *Magnetisirungsfuction* des Eisens nennen und mit k bezeichnen. Um sich die physikalische Bedeutung dieser GröÙe zu versinnlichen, hat man sich einen unendlich langen und unendlich dünnen Eisencylinder in einem homogenen magnetischen Felde vorzustellen, die magnetische Kraft sey nach der Cylinderaxe gerichtet und ihre GröÙe sey R . Dann wird das Eisen der ganzen Länge nach gleichmäßig magnetisirt, d. h. das auf die Volumeneinheit bezogene magnetische Moment m ist dasselbe in allen Punkten des Cylinders. Das Verhältniss $\frac{m}{R}$ ist es, was wir als den Werth der Magnetisirungsfuction k für das Argument R bezeichnen. Dabei ist R , als *magnetische Kraft*, eine GröÙe von den Dimensionen $M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}$, wenn wir durch M , L , T die Einheiten der Masse, der Länge und der Zeit darstellen; die GröÙe $k(R)$ ist eine *reine Zahl*.

Ist nun die Function k für jeden Werth von R bekannt, so haben wir alles Nöthige, um die Magnetisirung einer beliebigen Masse isotropen Eisens, deren Form und Dimensionen bekannt sind und die in einem gegebenen magnetischen Felde sich befindet, theoretisch bestimmen

1) Crelle's Journal, Bd. 48, S. 370.

zu können, — insofern von der Coërcitivkraft des Eisens abgesehen werden kann. Freilich lassen sich in der Wirklichkeit nur einige specielle Fälle von diesem Gesichtspunkte aus vollständig behandeln; dieses liegt aber nicht etwa an der Unbestimmtheit der Frage, sondern lediglich an den analytischen Schwierigkeiten der Auflösung.

Ueber den Verlauf von k beim Wachsen oder Sinken von R , sowie auch darüber, in wie weit derselbe verschiedenen ausfällt für verschiedene Eisensorten, — sind bis jetzt noch ziemlich ungenügende Kenntnisse vorhanden. Die meisten Beobachter haben mit cylindrischen Stäben experimentirt, — ein Fall, wo eine strenge Theorie nur unter der Annahme sich durchführen läßt, daß der Stab ein unendlich langer und unendlich dünner sey. Andererseits sind die benutzte Magnetisirungskraft und das von ihr hervorgerufene magnetische Moment des Eisens meistens nicht nach *absoludem Maafs* angegeben worden, so daß die Berechnung von k unmöglich wird. So viel ich weiß, sind solche absolute Messungen nur von Weber und v. Quintus Icilius angestellt worden.

Der letztere hat mit Eisenellipsoiden (in homogenem magnetischem Felde) zu thun gehabt, während Weber cylindrische Stäbe anwendete, welche nur näherungsweise als sehr gestreckte Ellipsoide betrachtet werden dürfen, und in so weit eine theoretische Behandlung zulassen.

Weder der eine, noch der andere von den genannten Physikern hat aus seinen Versuchen die Werthe von k berechnet. Sie begnügen sich beide mit der Betrachtung des magnetischen Moments der Eisenmasse. Dieses ist aber nicht dazu geeignet, die allgemeine Abhängigkeit der Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft ersehen zu lassen, da das magnetische Moment eines Cylinders von endlicher Länge, oder eines Ellipsoids, nicht allein von dieser Kraft, sondern auch von der *Gestalt* des Eisens bedingt ist.

Zuerst hat Kirchhoff¹⁾ aus den Weber'schen Mes-

1) *a. a. O.* S. 374.

sungen ¹⁾ die Werthe der Function k für gewisse Werthe ihres Arguments berechnet, wobei für die cylindrische Form des Eisens eine ihr möglichst nahe kommende ellipsoidische substituiert wurde. Es ergaben sich hierbei folgende Zahlen:

R	k	R	k
296	25,0	1512	8,4
301	23,5	1583	8,1
612	16,9	1773	7,4
823	13,5	1975	6,7
967	12,0	2080	6,4
1184	10,2	2397	5,7
1297	9,5	2484	5,6

Als Einheit für R ist dabei nach Gauss $\frac{\text{mgr}^{\frac{1}{2}}}{\text{mm}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec.}}$ angenommen worden.

Man sieht hieraus, daß mit steigenden Werthen des Arguments die Function k zuerst rasch, dann langsamer abnimmt, und sich entweder der Null, oder einer endlichen Zahl asymptotisch nähert: eine Thatsache, auf welche schon früher Beobachtungen von Joule und Müller hingewiesen hatten.

Mit größerem Rechte läßt sich dieselbe Berechnungsweise auf die späteren Versuche von v. Quintus Icilius ²⁾ anwenden, weil bei diesen die Form des Eisens eine wirklich ellipsoidische war. Einige von diesen Versuchen waren auch mit schwächeren Magnetisirungskräften angestellt, indem statt der directen magnetischen Wirkung des Eisens die Inductionsströme gemessen wurden, welche bei der Umkehrung des magnetisirenden Stromes in einer zweiten das Ellipsoid umgebenden Spirale entstanden.

Zur Berechnung von k aus diesen Versuchen dürfen wir indessen nur die gestrecktesten Ellipsoide benutzen; weil bei den anderen der Einfluß von k auf die Größe des

1) Elektrodyn. Maafbest. III, Art. 26.

2) v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. 121, S. 134 und 137.

magnetischen Moments nur unbedeutend ist und gegen den Einfluß der *Form* des Ellipsoïds beinahe verschwindet. Wir wollen also die Versuche mit den beiden Ellipsoïden ($l=199$, $d=1,97$) und ($l=350$, $d=2,12$) berechnen (l ist die Polaraxe, d die Aequatorialaxe, beide in Millimetern ausgedrückt). Ist m das magnetische Moment eines gestreckten Rotationsellipsoïds, welches durch eine constante, der Polaraxe parallel wirkende Kraft X magnetisirt wird, so haben wir:

$$m = kR = \frac{kX}{1+kS},$$

wo S eine aus dem Axen-Verhältniß des Ellipsoïds zu berechnende Zahl darstellt, nämlich:

$$S = 4\pi\sigma(\sigma^2 - 1) \left(\frac{1}{2} \log \text{nat} \frac{\sigma+1}{\sigma-1} - \frac{1}{\sigma} \right),$$

wenn $\sigma = \frac{l}{\sqrt{l^2 - d^2}}$ ist ¹⁾. Die Anwendung dieser Formeln auf die beiden genannten Ellipsoïde giebt uns folgende Tabelle.

I.

R	k	R	k	R	k
2,40	30,5	33,1	119,0	53,3	110,9
5,20	40,8	33,9	118,7	59,2	113,0
12,0	72,5	38,6	120,2	98,4	89,3
21,1	99,1	45,6	120,4	176,2	62,9
24,1	113,4	51,9	119,1	300,7	39,7

1) Neumann, Crelle's Journal, Bd. 37, S. 44.

II.

<i>R</i>	<i>k</i>	<i>R</i>	<i>k</i>	<i>R</i>	<i>k</i>
5,18	20,1	116,5	76,8	1722	7,11
8,71	22,6	148	64,9	2034	6,06
10,30	23,1	213	47,1	2044	6,05
14,30	28,4	240	41,9	2449	5,37
22,2	45,3	250	40,7	2981	4,28
26,9	54,3	379	27,9	3013	4,23
34,4	83,4	455	23,8	3464	3,73
38,5	94,5	495	21,9	3864	3,36
47,0	98,1	610	18,1	3971	3,25
49,2	107,5	749	14,9	4229	3,05
64,9	107,3	935	12,3	4541	2,86
97,2	87,0	1339	8,88		

Es erscheint hieraus in vollem Lichte die merkwürdige, bis jetzt, wie mir scheint, noch nicht gehörig anerkannte Thatsache, — daß nämlich bei kleineren Werthen von *R* die Magnetisirungsfunktion einen steigenden Verlauf hat, und bei einem gewissen *R* ein Maximum erreicht. Wir sehen ferner aus diesen Tabellen, daß bei einem sehr langen und dünnen Stabe, wenn er durch eine nicht zu große Kraft magnetisirt wird, — das magnetische Moment nicht, wie man gewöhnlich annimmt, dieser Kraft ungefähr proportional, sondern viel rascher wächst, und zwischen gewissen Gränzen der Kraft beinahe proportional dem Cubus derselben ist.

Es läßt sich dieses schon aus einigen Versuchen von Joule ersehen ¹⁾, dessen Aufmerksamkeit aber hauptsächlich auf den *permanenten* Magnetismus der Stäbe gerichtet war. Ferner hat Wiedemann ²⁾ bei Stäben von mäßiger Dicke bemerkt, daß das magnetische Moment „*ein wenig schneller*“ wächst, als die magnetisirende Kraft. Aus

1) *Philosoph. Trans.* 1856, *Part. I*, p. 237.

2) *Galvanismus*, Bd. II, S. 297.

der Versuchsreihe No. 1 des Hrn. v. Quintus Icilius geht die Thatsache sehr schlagend und ohne weiteres hervor. Sie wurde auch von dem Beobachter selbst hervorgehoben; er scheint sich aber zu wundern, daß das Steigen von $\frac{m}{X}$ nicht bei allen Ellipsoïden in demselben Grade eintritt, und meint, daß „es beim gegenwärtigen Stande unserer Kenntnisse zu früh seyn möchte, daraus ein bestimmtes Gesetz in dieser Beziehung ableiten zu wollen¹⁾.“ Und doch ist dieses ungleiche Verhalten verschiedener Ellipsoïde eine directe Folge der Theorie.

In der That, fassen wir zunächst die beiden stümpferen Ellipsoïde in's Auge, die bei v. Quintus Icilius durch No. 2 und No. 3 bezeichnet sind, und die aus demselben Stück Eisen wie No. 1 ($l=199$, $d=1,97$) geschnitten waren. Es war $l=200$, $d=20,41$ für No. 2 und $l=51$, $d=19,84$ für No. 3. Wir dürfen also in dem Ausdrucke

$$\frac{m}{X} = \frac{1}{\frac{l}{k} + S}$$

$\frac{1}{k}$ gegen S geradezu vernachlässigen, oder $\frac{m}{X} = \frac{1}{S}$ setzen.

Dann bekommen wir $\frac{m}{X} =$

3,80 für No. 2 und 0,608 für No. 3.

Aus den Versuchen von v. Quintus Icilius ergiebt sich im Mittel

4,34 für No. 2 und 0,596 für No. 3

Die Uebereinstimmung der Theorie mit der Erfahrung ist also eine ziemlich befriedigende.

Hr. v. Quintus Icilius²⁾ hat ferner noch ein gestreckteres Ellipsoïd ($l=100,5$; $d=5,24$) untersucht, bei welchem die so eben angewandte approximative Rechnung nicht mehr erlaubt wäre. Um auch hier die Theorie zu prüfen, verfahren wir folgendermaßen. Zunächst suchen wir für jedes gegebene X das entsprechende R , indem wir

1) a. a. O., S. 135.

2) a. a. O., S. 132 und 138.

die Tabelle II (als die ausgedehntere) benutzen; wir setzen nämlich zuerst $k = 0$, also $R = X$, finden für diesen Werth von R das entsprechende k aus der Tabelle, berechnen wieder $R = \frac{X}{1+kS}$, usw., bis zwei auf einander folgende Werthe von R nahezu gleich ausfallen. Dann haben wir k gefunden, und können $\frac{m}{X} = \frac{1}{\frac{1}{k} + S}$ berechnen und mit der Erfahrung vergleichen.

Auf diese Weise finde ich z. B.

X	$\frac{m}{X}$ ber.	$\frac{m}{X}$ beob.
48,2	7,6	7,09
275	10,0	9,67
553	10,0	9,99
1701	6,5	7,51
2851	4,5	5,00
4436	2,9	3,52

Wir sehen, daß auch hier Beobachtung und Rechnung nicht zu weit von einander abweichen.

Bevor ich die Versuche mit Ellipsoiden verlasse und zu meiner eigenen Untersuchung übergehe, muß ich noch einer neueren (1870) Arbeit des Hrn. Riecke ¹⁾ erwähnen. Derselbe hat nach Weber's Methode die Ummagnetisirung verschiedener Ellipsoiden durch die verticale Componente des Erdmagnetismus beobachtet. Je gestreckter das Ellipsoid war, desto größer hat sich im Allgemeinen die Zahl k ergeben. Dies war, dem obigen gemäß, auch zu erwarten, da bei gleich bleibendem X die Größe R gleichzeitig mit $\frac{1}{S}$ wächst; obgleich Hr. Riecke mehr geneigt scheint, einen anderen Grund dafür zu suchen. Die magnetisirende Kraft wurde nicht direct gemessen; nehmen wir aber nach Weber an, daß die verticale Com-

1) Die Magnetisirungszahl des Eisens für schwache magnetisirende Kräfte, Göttingen 1871. (Auszüglich in Pogg. Ann. Bd. 141, S. 453).

ponente des Erdmagnetismus (in Göttingen) = 4,228 war¹⁾; so ergibt sich das R für die Riecke'schen Versuche = 0,31 bis 0,72. Dem entsprechend wuchs das k von 13,5 bis 25,4.

Es schien mir nicht ohne Interesse zu seyn, die Ermittlung der Magnetisirungsfunction nach einer anderen, neulich von Kirchhoff²⁾ vorgeschlagenen Methode vorzunehmen. Dabei habe ich insbesondere mit schwächeren Scheidungskräften experimentirt, um noch einmal den steigenden Verlauf von k bei solchen Kräften zu constatiren und außer Zweifel zu setzen. Die Versuche, die ich mittheilen will, scheinen auch ein anderweitiges Interesse zu haben. Der einzige theoretisch vollständig gelöste und in der Praxis ausführbare Fall der Magnetisirung war bis zur letzten Zeit der Fall eines Ellipsoids (die Kugel mit inbegriffen). In der vorliegenden Untersuchung wird die Theorie, wie ich glaube, zum ersten Mal, an einem Körper von anderer Form geprüft, — nämlich an einem *Ring*.

Wir denken uns einen Eisenring, d. h. einen Rotationskörper von Eisen, welcher von der Rotationsaxe nicht getroffen wird. Dieser Ring sey auf seiner ganzen Peripherie von einem Drahte (*Primärdraht*) umwickelt; außerdem sey er von einem anderen Drahte (*Secundärdraht*) ein- oder mehrere Mal umschlungen. Wird durch den ersten Draht ein constanter Strom geleitet, und ist der zweite in sich selbst geschlossen, so wird im letzteren ein momentaner Strom inducirt, sobald die Richtung des Primärstromes plötzlich umgekehrt wird³⁾. Der Integralwerth der indu-

1) Diese Zahl gilt eigentlich für die *Mitte* des Jahres 1870. Siehe Weber, Bestimmung d. erdmagn. Kraft in Göttingen, S. 30. (Abhandlungen d. k. Gesellschaft d. Wiss. zu Göttingen, Bd. VI).

2) Pogg. Ann. Ergzbd. V, S. 1.

3) Ich habe durchweg die *Stromumkehrung* angewandt, weil dabei die Resultate weniger vom remanenten Magnetismus beeinträchtigt werden, als beim *Schließen und Oeffnen* des Stromes. Dieselbe Methode hatten auch Weber und v. Qu. Icilius benutzt. Die Anwendung beider Methoden würde uns auch ein Maass für den remanenten Magnetismus des Eisens an die Hand geben.

cirten elektromotorischen Kraft, nach absolutem elektromagnetischen Maafs ausgedrückt, ist nach der von Kirchhoff gegebenen Theorie:

$$(1) \quad \dots \quad E = 4nn'i \{4\pi k M + P\}.$$

Das erste Glied des Ausdruckes rührt von den durch das Ummagnetisiren des Eisens inducirten Strömen her, das zweite von der directen Volta-Induction der beiden Drähte. Es bedeuten dabei:

n und n' — die Zahlen der Windungen des primären, resp. secundären Drahtes (umschlingt dieser den Ring ν -mal in *einem* Sinne, ν' -mal im anderen, so hat man unter n' die Differenz $\nu - \nu'$ zu verstehen);

i — die Intensität des Primärstromes, nach absolutem elektromagnetischen Maafs gemessen;

M — das auf den Querschnitt des Eisenringes ausge dehnte Integral von der Form $\int \frac{dS}{\varrho}$, wo dS ein Flächenelement jenes Querschnitts, ϱ die Entfernung dieses Elements von der Rotationsaxe des Ringes ist;

P — ein ähnliches Integral, bezogen auf die Fläche einer Primärwindung.

k ist die Magnetisirungsfuction des Eisens, und das Argument R , worauf dieses k sich bezieht, ist der Mittelwerth der Magnetisirungskraft. Diese ist $= \frac{2\pi i}{\varrho}$ für einen Punkt (ϱ) des Ringes. Folglich ist

$$(2) \quad \dots \quad R = \frac{2\pi i M}{S},$$

wo mit S die ganze Fläche des Eisenquerschnitts bezeichnet ist.

Kennen wir also die Form und Dimensionen des Ringes und der Primärwindungen, sowie die Zahl dieser und der secundären Umgänge; so läßt sich für jedes gegebene, nach absolutem Maafs auszudrückende R , die Function k berechnen, sobald das Verhältniß $\frac{E}{i}$ ebenfalls nach absolutem Maafs gemessen ist.

Dieses ist der Grundgedanke der von mir befolgten, von Kirchhoff anempfohlenen Methode. In wie weit dieselbe für verschiedene Werthe der magnetisirenden Kraft R abzuändern war, wird aus dem Folgenden erhalten.

Ich habe mir einen solchen Ring von weichem Eisen in der Werkstätte des Hrn. Dr. Meyerstein in Göttingen machen lassen. Der Ring soll 12 Stunden in der Glühhitze gelegen haben, hiernach sey er unter allmäliger Bedeckung des Feuers abgekühlt worden. Der Querschnitt des Ringes ist ein Rechteck. Den äußeren Durchmesser des Ringes habe ich gleich $200^{\text{mm}},025$ gefunden; den inneren $= 180^{\text{mm}},37$; die Höhe des Ringes $= 14^{\text{mm}},75$. Hieraus berechnet sich die oben mit M bezeichnete GröÙe $= 1^{\text{mm}},526$.

Auf diesen Ring wurden nun zwei nach außen hin kreisförmig abgerundete Holzringe angekittet; auf diese wurde dann ein besponnener Kupferdraht (ohne Bessinnung $0^{\text{mm}},45$, mit Bessinnung $0^{\text{mm}},67$ dick) möglichst dicht und gleichmäÙig gewickelt. Dieser, meistens als Primärschließung benutzte Draht hatte 800 Windungen; er wurde mit einer Kette in Verbindung gesetzt. Die mittlere Contour einer Windung wird ziemlich genau dargestellt durch Verbindung eines Rechtecks von $11^{\text{mm}},1$ Breite und $24^{\text{mm}},5$ Höhe, und zweier Halbkreise von $11,1$ Durchmesser (Fig. 8, Taf. VI). Hiernach berechnet sich die mit P bezeichnete GröÙe (auf deren genaue Kenntniß es viel weniger ankommt, als auf die Bestimmung von M) zu $3^{\text{mm}},87$.

Die Gleichungen (1) und (2), auf den beschriebenen Ring angewandt, geben uns folgende Formeln zur Berechnung von R und k :

$$k = \frac{1}{320 \cdot n} \cdot \frac{E}{i} - 3,87 \quad ; \quad R = 16,84 \cdot i.$$

Auf die erste Schicht von Drahtwindungen, welche meistens allein als Primärdraht diente, wurden noch 750 Umgänge von demselben Drahtstücke gewunden, welche ebenfalls die ganze Peripherie des Ringes ausfüllten. In die-

ser zweiten Schicht war aber der Draht in fünf getrennte Stücke getheilt, deren Windungszahlen resp. 50, 100, 150, 200 und 250 waren. Je nach dem Bedürfnis wurde die eine oder die andere von diesen Abtheilungen, oder auch verschiedene Combinationen derselben, mit einem Multiplikator verbunden und als Secundärdraht benutzt. Die Zahl der Secundärwindungen konnte also von 50 an stufenweise zu 100, 150,, 700, 750 gesteigert werden. Auch konnte ich bei derselben *effectiven* Anzahl von Windungen den Widerstand des Secundärdrahtes verändern, indem ich z. B. einmal die Abtheilung 50 allein benutzte, das andere Mal die Abtheilungen 250 und 200 in entgegengesetztem Sinne mit einander verband.

Alle diese Drähte waren so aufgewickelt, daß bei jedem die Wirkung des von ihm gebildeten *Längsstromes*, nach Ampère, durch einen zurückkehrenden Drahtumlauf compensirt wurde. (Fig. 9, Taf. VI stellt den inneren Draht schematisch dar).

Bei größeren Scheidungskräften konnte ich mich einer kleineren Anzahl von Secundärwindungen bedienen. Als dann bedurfte ich nicht genannter Abtheilungen für die secundäre Schließung, und ließ bloß den Zuleitungsdraht des Multiplikators in 10 Windungen um den Ring herumlaufen. Jene Abtheilungen aber konnte ich jetzt alle in gleichem Sinne mit einander und mit der ersten Drahtschicht verbinden, wodurch die Zahl der Primärwindungen zu 1550 wurde und die Scheidungskraft bei derselben Kette bedeutend stärker war. Bei dieser Anordnung kamen, mit Rücksicht auf die Aenderung von n und P (bei den äußeren Windungen war die Länge des Ovals = $37^{\text{mm}},75$, die Breite = $11^{\text{mm}},75$) folgende Gleichungen zur Geltung:

$$k = \frac{1}{6200 \cdot n} \cdot \frac{E}{i} - 4,11 \quad ; \quad R = 32,626 \cdot i.$$

Bevor ich zu den eigentlichen Messungen übergehe, will ich ein Paar vorläufige Versuche mittheilen, die ich

angestellt hatte, um den regelmässigen Verlauf der Erscheinung zu constatiren und die Uebereinstimmung desselben mit der Theorie zu prüfen.

Lassen wir den magnetisirenden Strom i unverändert, so folgt aus der Gleichung (1): 1) daß die inducirte elektromotorische Kraft mit der Anzahl der Secundärwindungen proportional wächst; 2) daß sie *nur* von der Zahl, und nicht von der Beschaffenheit der Windungen abhängt.

Aehnliche Gesetze hatte Lenz durch Erfahrung gefunden, als er die inducirten Ströme untersuchte, die in einer Eisen cylinder umgebenden Drahtspirale entstanden, sobald der Cylinder von den Polen eines starken Stahlmagneten abgerissen wurde¹⁾. Theoretisch lassen sich aber diese Gesetze nur unter der Annahme ableiten, daß der Cylinder unendlich dünn und unendlich lang sey²⁾.

Ich habe den Strom einer Daniell'schen Kette durch den Primärdraht des Ringes geleitet. Die Abtheilungen 100, 150, 200 und 250 des secundären Drahts wurden mit einander und mit einem Galvanometer von kräftiger Dämpfung verbunden. Die Verbindung geschah in verschiedener Weise, so daß die effective Zahl der Windungen resp. 100, 200, 300, 400, 500 und 700 war. Da der Widerstand des secundären Stromkreises unverändert blieb, so waren die am Galvanometer beobachteten Ausschläge, beim Umkehren des Primärstromes, den inducirten elektromotorischen Kräften proportional. Diese Ausschläge ergaben sich, als Mittel aus je 8 Beobachtungen:

bei 100, 200, 300, 400, 500, 700 Windungen.
= 47,2; 94,4; 140,4; 189,0; 236,4; 329,9 Scalentheile.

Gehen wir von der Zahl 329,9 aus, so berechnen sich die anderen zu

47,13; 94,26; 141,4; 188,5; 235,6.

Wurde die Verbindung der Abtheilungen so gemacht, daß die Zahl der in *einem* Sinne laufenden Windungen

1) Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 634.

2) Kirchhoff, Crelle's Journal, Bd. 48, S. 368.

gleich war der Zahl der entgegengesetzt gerichteten, so bekam ich beim Umkehren des Stromes die kleinen Ausschläge $\pm 1,5$, welche wohl der unvollkommenen Gleichartigkeit der Eisenmasse oder der Primärwindungen zuzuschreiben sind ¹⁾. Bei Anwendung von 150 — 100 — 50 Windungen blieb der Magnet vollkommen in Ruhe.

Aehnlich liefs sich beweisen, dafs die Gestalt und sonstige Beschaffenheit der secundären Windungen von keinem Einflufs ist. Als ich einen dickeren Draht in 50 unregelmäßigen und weiten Windungen um den Ring herumlaufen liefs und aus diesem Draht, der entgegengesetzt gerichteten Abtheilung 50 und dem Multiplicator eine Secundärschleifung bildete, — bekam ich keine merkliche Ablenkung beim Umkehren des Primärstromes.

Ueberhaupt sind die aufeinander folgenden Inductionsstöße sehr constant, wenn man nur die Vorsicht nimmt, nach jeder Aenderung der magnetisirenden Kraft den Commutator einige mal umzulegen, bevor man die Beobachtungen anfängt; da die ersten Ausschläge noch vom permanenten Magnetismus beeinflusst werden.

Ich gehe nun zu den eigentlichen Messungen von k und R über.

Wie wir sahen, kommt es darauf an, das Verhältnifs $\frac{E}{i}$ der inducirten elektromotorischen Kraft zur Intensität des inducirenden Stromes zu ermitteln. Dazu wurden, je nach der Stärke des letzteren, verschiedene Methoden angewandt.

Bei stärkeren Primärströmen wurde die Anordnung angenommen, die aus Fig. 10, Taf. VI erhellt. Der Strom

- 1) Nach der Theorie müfste die Wirkung des Ringes auf äufsere Magnete durchaus unabhängig davon seyn, ob ein Strom durch die Windungen fliesse, und in welcher Richtung. Dieses bewährte sich aber bei weitem nicht, als ich meinen Ring dicht neben dem Galvanometer gelegt hatte; was wiederum auf die erwähnte Ungleichartigkeit hindeutete. Jedenfalls war die directe Wirkung des Ringes auf das Galvanometer vollkommen unmerklich, wenn der erstere seinen gewöhnlichen Platz behielt.

einer Kette K (meistens 4 bis 12 Daniell, für stärkere Ströme 12 bis 14 Bunsen) wird durch zwei Commutatoren C_1 , C_2 , den Primärdrabt P des Ringes und eine kreisförmige Drahtrolle R von bekannten Dimensionen geleitet. Diese zur Messung des Primärstromes bestimmte Rolle ist senkrecht zum magnetischen Meridian, östlich von einem Magnetometer M aufgestellt; die verlängerte Axe der Rolle trifft den Mittelpunkt des Magnetstabes. Die Entfernung des letzteren von der Mitte der Rolle wurde meistens zu 1000^{mm} oder 1250^{mm} abgemessen.

Der Magnet M ist nun außerdem von einem Multiplikator mit engen Windungen umgeben. Durch diesen, mit einem Dämpfer versehenen Multiplikator werden die inducirten Ströme geleitet. Es wird nämlich der Zuleitungsdrabt des Multiplikators entweder direct in mehreren Windungen um den Ring gewunden, oder mit den oben besagten Abtheilungen der zweiten Drahtschicht des Ringes verbunden. Endlich ist W eine Siemens'sche Widerstandsscale, durch welche der Primärstrom abgeschwächt werden kann. Die Beobachtung geschieht mit Scale und Fernrohr.

Der in der Rolle R fließende constante Strom ertheilt dem Magnetometer eine gewisse Ablenkung aus dem magnetischen Meridian. Durch Umlegen des Commutators C_1 wird der Strom *nur* im Primärdrahte P umgekehrt. Dadurch entsteht im Multiplikator ein Inductionsstoß, welcher dem Magneten einen Ausschlag ertheilt. Es wird sowohl diese vom Primärstrom bedingte Gleichgewichtslage, als auch der Inductionsausschlag beobachtet. Durch ein zweites Umlegen von C_1 erhält der Magnet, nachdem er sich beruhigt hat, einen entgegengesetzten Ausschlag. Endlich werden dieselben Beobachtungen gemacht, nachdem man den Commutator C_2 umgelegt und dadurch den Strom *im ganzen Primärkreise* umgekehrt hat.

Es sey

- a — die halbe Differenz der beiden Gleichgewichtslagen des Magneten bei den beiden Stellungen des Commutators C_2 ;

A — die von der jedesmaligen Gleichgewichtslage an gerechnet, vom Inductionsstoß bewirkte Elongation des Magneten;

T — die Schwingungsdauer des ungedämpften Magnetometers;

λ — das logarithmische Decrement der Schwingungen beim geschlossenen Secundärdrähte;

m — das Verhältniß des vom Multiplikator auf den Magneten ausgeübten Drehungsmoments zu dem von der Rolle herrührenden, vorausgesetzt daß beide von demselben Strom durchflossen werden.

Dann ist das Verhältniß des Inductionsstosses J und des Primärstromes i , beide nach demselben Maafs gemessen,

$$\frac{J}{i} = \frac{A}{ma} \cdot \frac{T}{\pi} \cdot e^{\frac{\lambda}{\pi\mu} \arctg \frac{\pi\mu}{\lambda}},$$

wo μ der Modul der Brigg'schen Logarithmen ist.

Will man, statt die ersten Ausschläge zu beobachten, die Multiplicationsmethode anwenden, so sind A und a aus den aufeinander folgenden Ablesungen und der Dämpfung λ in bekannter Weise zu berechnen.

Kennen wir also m und T (das T ändert sich etwas und muß von Zeit zu Zeit wieder bestimmt werden), so läßt sich aus jedesmaligen Bestimmungen von A , a und λ das Verhältniß $\frac{J}{i}$ berechnen. Ist ferner der Widerstand W der Secundärschließung nach absolutem Maafs bekannt, so haben wir auch das Verhältniß $\frac{E}{i} = \frac{J \cdot W}{i}$, welches zur Berechnung von k erfordert wird.

Die Widerstände aller Drähte, aus denen bei verschiedenen Beobachtungen der secundäre Stromkreis bestand, d. h. des Multiplikators M (w_m) und aller Abtheilungen der zweiten Drahtschicht (w_{50}, w_{100}, \dots), waren nach absolutem Maafs bestimmt durch Vergleichung, nach der Wheatstone'schen Methode, mit einer *British Association* Einheit. Es war (reducirt auf $20^\circ, 4\text{ C.}$):

$$w_{\infty} = 2,4758 \cdot 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$$

$$w_{50} = 0,74502 \cdot \text{ " } \text{ " }$$

$$w_{150} = 1,4046 \cdot \text{ " } \text{ " }$$

$$w_{150} = 2,1150 \cdot 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$$

$$w_{200} = 2,6829 \cdot \text{ " } \text{ " }$$

$$w_{250} = 3,4253 \cdot \text{ " } \text{ " }$$

Bei jeder Beobachtung wurde die Temperatur der Luft neben dem Multiplicator notirt; ausserdem wurde ein zweites Thermometer an die zweite Drahtschicht des Ringes angelegt, welche, bei stärkeren Primärströmen, sich durch Berührung mit dem Primärdrahte bedeutend erwärmte. Nach den Angaben der beiden Thermometer wurden die Widerstände reducirt, wobei die Zunahme eines aus Kupfer bestehenden Widerstandes w bei Erwärmung um 1°C. , gleich $0,00307 w$ gesetzt werden konnte¹⁾.

Die oben mit m bezeichnete Zahl, welche angiebt, wie viel mal die Wirkung des Multiplicators stärker war, als die der Rolle (beim gleichen Strome in beiden), wurde ein- für allemal gemessen. Zu diesem Zweck wurde der Strom einer Kette durch die Rolle geleitet; ein bekannter Theil desselben Stromes wurde durch den Multiplicator geschickt, mittelst einer Ableitung von kleinem genau gemessenen Widerstande. Es war gefunden $m = 2414$ für den Fall, daß die Rolle in 1000^{mm} Entfernung vom Aufhängefaden des Magneten stand. Aus den unten mitzutheilenden Constanten der Rolle liefs sich die entsprechende Zahl m für den Fall berechnen, wo die Entfernung eine andere war.

Nun haben wir alles, was zur Berechnung von k aus den beobachteten A , α , λ und T nothwendig ist. Um aber auch das Argument R (die Magnetisirungskraft), worauf sich dieses k bezieht, berechnen zu können, mußte die Intensität des Stromes i nach absolutem Maafs bestimmt werden.

Es sey

H — die horizontale Directionskraft des Magneten (herührend von dem magnetischen Felde des Beobach-

1) Matthiessen und v. Bose, s. Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 1060.

tungsortes, zum kleinen Theil auch von der Torsion des Aufhängefadens);

u — der Ablenkungswinkel des Magneten, hervorgerufen durch einen Strom von absolutem Werth i , welcher die Rolle durchfließt;

F — der Flächenraum der Rolle;

r — ihre Entfernung vom Magnetfaden.

Dann haben wir, als erste Annäherung.

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = \frac{2F}{r^3}.$$

Genauer gesprochen, ist der rechte Theil dieser Gleichung eine nach absteigenden Potenzen von r fortschreitende Reihe. Setzen wir voraus, daß sowohl Magnet als Rolle, in ihren magnetischen Fernwirkungen, symmetrisch sind in Bezug auf ihre Axen; so dürfen in jener Reihe nur ungerade Potenzen von r vorkommen. Beschränken wir uns auf die zwei ersten Glieder der Reihe, so kommt

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = \frac{2F}{r^3} \left(1 + \frac{\beta}{r^2} \right),$$

wo β eine Constante¹⁾ ist, die sowohl von den Dimensionen der Rolle und des Magneten, als auch von der Vertheilung des Magnetismus im letzteren abhängt.

Aus den Dimensionen der Rolle und den Windungszahlen ihrer 4 Drahtschichten war

$$F = 6075500 \text{ mm}^2$$

gefunden. Die zweite Constante β konnte nur durch Erfahrung ermittelt werden. Dazu wurden die Ablenkungswinkel u_1 und u_2 des Magneten beobachtet, welche die von einem constanten Strome durchflossene Rolle hervorrief, wenn sie in zwei verschiedenen Entfernungen r_1 und r_2 aufgestellt war. Es ist dann offenbar:

$$\beta = - \frac{\frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_2} - \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^3}{\frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_2} - \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^3} \cdot r_2^2.$$

1) Der Einfluß des Winkels u auf das β darf, bei kleinen u 's, außer Acht gelassen werden.

Als das vortheilhafteste Verhältniß $\frac{r_2}{r_1}$ bei dieser Bestimmung ergibt sich, nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung, $\frac{r_2}{r_1} = 1,336$. Demgemäß war bei $r_1 = 1000^{\text{mm}}$, $r_2 = 1335^{\text{mm}}$ angenommen. Auf diese Weise ergab sich $\beta = -26301$, und hiernach

$$\frac{H \operatorname{tg} u}{i} = 0,011831 \quad \text{für } r = 1000^{\text{mm}},$$

$$" = 0,0061169 \quad " \quad " \quad 1250 \quad "$$

Nach diesen Formeln läßt sich die absolute Stromintensität berechnen, vorausgesetzt, daß die Größe H bekannt ist. Diese wurde dreimal im Laufe der Untersuchung nach dem Gauss'schen Verfahren gemessen. Um auf die Veränderungen von H in den Zwischenzeiten Rücksicht zu nehmen, wurde täglich der bei der Messung von H gebrauchte Ablenkungsstab auf dem die Rolle tragenden Brette in der Entfernung 1250^{mm} gelegt und die Ablenkung beobachtet, die der aufgehängte Magnet erlitt. Hieraus liefs sich die seit der letzten Messung erfolgte Veränderung von H ermitteln. Freilich war das magnetische Moment des ablenkenden Stabes nicht durchaus constant; die Veränderung desselben rührte wohl aber hauptsächlich von der Temperatur her und konnte noch berücksichtigt werden. Ich will nun auf einige Fehlerquellen der beschriebenen Methode aufmerksam machen. Bilden wir nämlich die secundäre Schließung in der Weise, daß die effective Zahl der Windungen $= 0$ ist; so sind, auch abgesehen von der Ungleichartigkeit des Eisens und der Primärumgänge, kleine Ablenkungen des Magneten zu erwarten, sobald wir den Commutator C_1 umlegen. Diese rühren zum Theil von der Unterbrechung des Primärstromes her, zum Theil aber von den Extraströmen, welche sowohl im Primärdrakte des Ringes, als auch in der Rolle inducirt werden. Die erste und dritte von diesen Störungen wirken, wie leicht einzusehen, immer dem Primärstrom entgegen; während die Wirkung der in P inducir-

ten Extraströme ihre Richtung wechselt, sowohl mit der Anfangstellung von C_1 als auch mit der Stellung von C_2 . Hieraus entstehen kleine Ausschläge des Magneten, deren Richtung mit der Stellung von C_2 , deren Gröfse aber mit der Umlegungsart von C_1 sich ändert. Dieses wurde wirklich beobachtet. Es ist nicht schwer, den Einfluß dieser Fehlerquelle sowohl auf die Berechnung von A , als auf die Werthe von a (sobald wir diese aus Multiplicationsablesungen bestimmen) zu schätzen und als Correction anzubringen. Die Correction von A kann übrigens dadurch vermieden werden, daß man den Secundärdrabt bald in *einem* Sinne, bald im entgegengesetzten in den Multiplikator einschaltet.

Als Beispiel für die erörterte Methode will ich das abgekürzte Protocoll einer Messung anführen

19. October 1871. — Kette — 12 Daniell, abgeschwächt durch 10 Siemens; Rolle auf 1000^{mm}.

Zahl der Primärwindungen $n' = 250 - 200 + 50 - 100 = 100$.

Temperatur am Ringe $t_r = 16^{\circ},7$ C.; Temperatur am Multiplikator $t_m = 9^{\circ},7$. Hieraus $W = 11,874 \cdot 10^{10} \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$

Entfernung der Scale vom Magnetspiegel $= 2125^{\text{sec.}},3$.

Logarithmisches Decrement $\lambda = 0,1410$; folglich

$$\log e^{\frac{\lambda}{\pi \mu} \arctg \frac{\pi \mu}{\lambda}} = 0,06588.$$

Schwingungsdauer des ungedämpften Magnetometers $T = 420^{\circ},19$.

Directionskraft desselben $H = 1,9820 \text{ mgr.}^{\frac{1}{2}} \text{ mm.}^{-\frac{1}{2}} \text{ sec.}^{-1}$.

Die acht Gleichgewichtslagen des Magneten (bei 3 Combinationen von C_1 und C_2 und beiden Verbindungsarten des Secundärdrahts mit dem Multiplikator) sind (mit Correction wegen der endlichen Entfernung der Scale vom Magnetspiegel):

621,5	404,8
622,2	406,2
623,3	405,9
621,7	405,4
Mittel 622,17	405,57.

Die entsprechenden Ausschläge des Magneten durch Inductionsstöße sind:

243,4	244,4
241,7	244,5
241,9	244,4
243,7	244,4.

Folglich $a = 108^{\text{sec.}}, 23$; $A = 243^{\text{sec.}}, 46$.

Hieraus ergibt sich

$$\frac{E}{i} = 8,3700 \cdot 10^8 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}; i = 4,2656 \frac{\text{mm.}^{\frac{1}{2}} \text{mgr.}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec.}}$$

und endlich

$$k = 136,22; R = 71,830 \cdot \frac{\text{mgr.}^{\frac{1}{2}}}{\text{mm.}^{\frac{1}{2}} \text{sec.}}$$

Bei schwächeren Strömen bedarf die beschriebene Methode einer Abänderung, da die Messung solcher Ströme durch die entfernte Rolle zu ungenau seyn würde. Dieses konnte zunächst dadurch abgeholfen werden, daß man vor dem Draht P eine Brücke einschaltete, so daß *nur* der in P fließende Strom abgeschwächt wurde. Meistens aber wurde für solche Fälle die Anordnung angenommen, welche von Kirchhoff bei seiner Messung der Inductions-constante angewandt war. Die Kette K (Fig. 11, Taf. VI) der Primärdrath P des Ringes, der Secundärdrath S und der Multiplicator M des Magnetometers bildeten einen Stromkreis, welcher durch eine Brücke B von kleinem Widerstande in zwei Theile zerlegt war. Durch den Commutator C_1 wurde der Strom in P umgekehrt, durch den Commutator C_2 der Multiplicatordraht umgeschaltet.

Die beim Umlegen von C_1 in S inducirten Ströme fließen fast ausschließlich im Kreise SBM ; der Strom

1) Pogg. Ann. Bd. 76, S. 412.

der Kette dagegen fließt zum größten Theil in *KBP*, nur ein kleiner Theil davon geht durch *M* und wird zur Messung benutzt. Da die Reductionsconstante des Multipliers, welche zur Bestimmung absoluter Stromintensitäten aus beobachteten Ablesungen dient, schon früher ermittelt war, so liefs sich der im Multiplikator fließende Strom i_m nach absolutem Maafs berechnen. Aus den bekannten Widerständen von *M*, *S* und *B* ergab sich endlich der ganze in *P* fließende Magnetisirungsstrom *i*.

Was nun die zur Berechnung von *k* erforderliche Gröfse $\frac{E}{i}$ anbetrifft, so ist es leicht einzusehen, dafs dieselbe $= w_s \cdot \frac{J_m}{i_m}$ wird, wenn wir mit w_s den absoluten Widerstand der Brücke *B*, mit J_m den Integralwerth des im Multiplikator fließenden Inductionsstromes bezeichnen. (Dabei wird vorausgesetzt, dafs w_s^2 gegen das Product der beiden Widerstände *KBP* und *SBM* vernachlässigt werden darf, was bei allen Versuchen zulässig war.)

Als Brücke *B* dienten starke Kupferdrähte; ein jeder war mit seinen Enden an zwei kleine Gabeln von noch dickerem Draht angelöthet, welche unten amalgamirt und in Quecksilbernäpfchen getaucht wurden (Fig 12, Taf. VI). Als die mit w_s bezeichnete Gröfse ist der Widerstand des eigentlichen Drahtes 1 *B* 2, von der Löthstelle 1 bis zur anderen 2, zu betrachten. Dieser Widerstand wurde nach Thomson's Methode ¹⁾ bestimmt; die Methode erlitt nur eine kleine Abänderung, welche dadurch bedingt war, dafs man hier nicht etwa zwei Widerstände nach einem gegebenen Verhältniß abzumessen hatte, sondern je zwei schon definitiv abgemessene und fertige Widerstände zu vergleichen. Auf diese Weise ergab sich für die vier benutzten Brücken der Widerstand w_s bei 20°, 4 C. resp. gleich

$$\begin{array}{ll} 1,1626 \cdot 10^8 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}; & 2,2589 \cdot 10^8 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}} \\ 1,1683 \cdot \text{ " } & 2,2811 \cdot \text{ " } \end{array}$$

1) *Phil. Mag.* (4 ser.) vol. XXIV, p. 149 (Wiedemann, Galvanismus, Bd. II, S. 1046).

sodann durch Benutzung der beiden kleinen Drähte nebeneinander ein Widerstand erhalten wird, der weniger als 0,002 des kleinsten Werthes von *SMB* ausmacht.

Im übrigen war die Messungsmethode mit der zuerst beschriebenen identisch. Es wurden bald die ersten Ausschläge des Magneten beobachtet, bald die Multiplicationsmethode angewandt. Der störende Einfluss der Extraströme (welche jetzt nur vom Drahte *P* herrühren), sowie der Stromunterbrechung, strebt immer dahin, die aus multiplicirten Ablesungen zu berechnende, durch den Primärstrom bedingte Ablenkung des Magneten zu verkleinern. Dieser Einfluss lässt sich leicht eliminiren. Der Mittelwerth der Inductions ausschläge aber wird durch diesen Umstand nicht beeinträchtigt, wenn wir jedesmal die beiden Umlegungen des Commutators *C*₁ ausführen.

Auch für diese zweite Methode führe ich ein Beispiel an. 3. September 1871. — 1 Daniell; *n* = 800; Secundärdrabt = Abtheilung 100. Folglich $\frac{w_1 + w_2}{w_2} = 668,30$ (*w* ist der Widerstand des Zweiges *BMSB*, Fig. 12, Taf. VI).

In *B* wurden die beiden kleineren Brücken nebeneinander eingeschaltet; folglich $w_2 = 5,8687 \cdot 10^7 \frac{\text{mm.}}{\text{sec.}}$.

Ferner

T = 20,640; *λ* = 0,16571; *H* = 2,0018; *D* 2261",0.

Die Multiplication (je 10 Ablesungen) ergab als Gleichgewichtslagen des Magneten:

409,80; 584,67; 584,78; 409,68

und als Werth des Inductions ausschläges

124,23; 122,83; 122,64; 123,90.

Correction für Extraströme = 1,84.

Hieraus finden wir

a = 89",33; *A* = 123",40:

und schliesslich

k = 103,33; *R* = 15,57.

In der folgenden Tabelle sind die Resultate meiner Messungen zusammengestellt.

R	k	R	k	R	k	R	k
4,302	21,54	16,47	113,5	83,26	120,0	195,7	61,93
5,497	23,78	23,21	157,0	91,40	112,2	205,9	59,22
7,017	26,44	32,12	174,2	100,35	108,1	217,0	56,47
9,220	40,95	35,62	172,3	105,03	104,2	228,0	53,92
10,53	51,10	38,14	170,7	111,18	97,12	235,8	52,88
11,51	59,76	40,38	168,9	119,6	93,97	252,2	49,68
12,60	68,70	52,47	161,6	132,6	87,70	272,7	47,29
13,67	76,53	67,89	141,7	140,1	82,08	288,2	44,04
14,94	84,53	71,83	136,2	156,0	75,43	296,1	43,65
15,60	104,48	75,55	132,1	179,3	66,87	307,3	42,13

Nach diesen Angaben ist die *stark gezogene* Curve Fig. 13, Taf. VI gezeichnet, deren Abscissen die Werthe von R , deren Ordinaten die entsprechenden Werthe von k darstellen. Die beiden *punktirten* Linien sind nach den oben berechneten Versuchsreihen des Hrn. v. Quintus Icilus gezogen. Wir sehen, daß bei größeren Werthen von R alle drei Curven sehr ähnlich verlaufen, während die kleineren R die von mir erhaltene viel steiler ansteigt.

Bekanntlich ändert sich die Zahl k , wenn die Temperatur des Eisens bedeutende Veränderungen erleidet. Diese Temperatur war bei meinem Ringe nicht mit Genauigkeit anzugeben. Die Temperatur des Beobachtungslokals sank im Laufe der Untersuchung (September und October 1871) ziemlich bedeutend, dieser Umstand compensirte sich aber zum Theil dadurch, daß ich allmählig stärkere Scheidungskräfte anwendete, wobei der Ring, sich immer mehr durch den Primärstrom (zum Theil wohl auch durch die Umagnetisirung selbst) erwärmte. Deshalb beziehen sich die meisten Messungen auf 15° bis 20° C. Eine erhebliche Vergrößerung von k liefs sich nur bemerken, als ich einmal am Schlusse der Untersuchung den Strom von 14 Zink-Kohlen-Elementen absichtlich so lange durch den Primärdrat fließen liefs, bis dieser sich von 10° auf 40° er-

1) Ueber den Einfluss geringer Temperaturänderungen, vgl. Weber, Elektrodyn. Maafsbest. III, S. 563; auch Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. 122, S. 351.

wärmte; die Ergebnisse solcher Versuche sind in der Tabelle nicht enthalten.

Mit gewissen Einrichtungen zur sicheren Bestimmung der Temperatur des Eisens, ließen sich ähnliche Methoden zur Untersuchung des Temperatureinflusses auf die Magnetisirungsfuction anwenden. Ferner wäre es wünschenswerth, solche Messungen auf verschiedene Eisensorten auszudehnen, wobei der Verlauf von k bedeutende Abweichungen zeigen möchte. Ferner würde es zweckmäßig seyn, *dünnere* Ringe, als der oben beschriebene, zu Messungen zu benutzen, weil sie uns genauere Resultate liefern müssen, vorausgesetzt, daß die Gestalt des Ringes mit gleicher Genauigkeit verwirklicht sey ¹⁾. Es ist mir bis jetzt nicht möglich gewesen, meine Arbeit in den genannten Richtungen zu vervollständigen.

Die genauere Untersuchung dieses Gegenstandes möchte mancherlei Interesse darbieten. Einerseits wäre dadurch ein tieferer Einblick in das Wesen desjenigen Molecularprocesses gewonnen, den wir als Magnetisirung eines Körpers bezeichnen. Aus den besprochenen Thatsachen scheint es zu folgen, daß die Hypothese drehbarer Molecularmagneten des Eisens in der Form wie sie von Weber ²⁾ entwickelt ist, dem Verlaufe der Erscheinung bei schwächeren Scheidungskräften nicht entsprechen. Andererseits würden genauere Kenntnisse der Function k auch von praktischem Belege seyn können, namentlich bei der Construction sowohl elektromagnetischer Motoren, als auch derjenigen magnetoelektrischen Maschinen neuerer Gattung

1) Es ist nämlich die Gleichung (1) nur unter der Annahme streng richtig, daß in einem Querschnitte des Ringes die Zahl k jedesmal als *lineare Function* von ϱ angesehen werden könne. Aus der Tabelle der Resultate kann man sich überzeugen, daß dieses auch bei meinem Ringe (wo die Größe ϱ , oder auch die mit $\frac{1}{\varrho}$ proportionale Scheidungskraft, sich innerhalb des Querschnitts um 10 Proc. verändert) fast überall zulässig war.

2) Elektrodyn. Maassbest. III, Art. 26.

(Wilde, Siemens, Ladd usw.), wo die temporäre Magnetisirung des Eisens eine so bedeutende Rolle spielt.

Ich schliesse hiermit, indem ich Hrn. Geh. Hofrath Kirchhoff, in dessen Laboratorium diese Untersuchung ausgeführt und dessen wohlwollender Rath mir dabei zu Theil geworden, meinen innigsten Dank ausspreche.

Heidelberg, Ende October 1871.

**VI. Ueber den am 17. Juni 1870 zu Ibbenbühren
in Westphalen gefallenem Meteoriten;
von G. vom Rath.**

(Aus den Monatsberichten d. Berl. Akad. 1872 Jan.)

Die erste Kunde dieses merkwürdigen Meteoriteinfalls verdanke ich Hrn. Prof. Heis in Münster. In einer gütigen Zuschrift vom 27. Juli 1871 theilte mir derselbe mit, daß bereits vor mehr als Jahresfrist, am 17. Juni 1870, ein Bauer in der Gegend von Ibbenbühren unter Detonation und Lichterscheinung einen Stein zur Erde habe fallen sehen. Nach zwei Tagen habe der Mann den Stein gefunden, aufgehoben und in seinem Hause aufbewahrt, ohne demselben ein weiteres Interesse zu schenken. Erst nach Verlauf eines Jahres habe der Bauer, nachdem sein Sohn glücklich aus dem Kriege heimgekehrt, sich des Steins wieder erinnert und denselben auf den Rath eines Freundes nach Münster zum Professor Heis getragen. „Ich erkannte den Stein“, schreibt Heis, „sogleich als einen Meteoriten. Was denselben besonders auszeichnet, ist seine helle Farbe. Glänzende Eisenkörnchen sind nicht zu entdecken. Die fast allein auftretende Masse erscheint zum Theil deutlich krystallisirt, mit auffallend grossen Spaltungsflächen. Das Gewicht des Meteoriten beträgt 2,034 Kilogr.; sein spec. Gewicht 3,4.“ Diese interessante

Mittheilung des Hrn. Heis war von einem trefflich ausgeführten Modell begleitet.

Einer ferneren Mittheilung des verdienstvollen Astronomen entnehme ich noch die folgenden Angaben: „Nach Aussage jenes Colonen geschah der Niederfall am Nachmittage gegen 2 Uhr unter donnerähnlichem Getöse, welches von vielen Leuten der Umgebung bis in eine Entfernung von drei Viertel Wegestunden vernommen wurde. Eine blitzähnliche Erscheinung soll dem Donner um eine Minute vorangegangen seyn. Drei Minuten [?] später schien es dem Berichterstatter, als ob in seiner Nähe, einige hundert Schritte fern, ein Gegenstand in den Boden eingeschlagen sey. Beim Niederfallen habe er ein Geräusch vernommen, vergleichbar demjenigen, welches eine Schaufel ertönen läßt, die man, am Stielende angefaßt, von der Höhe flach auf den Boden schlägt. Auf meine Anfrage, ob vielleicht gleichzeitig am Himmel ein Wölkchen beobachtet worden sey, wußte der Bauer Nichts zu erwiedern. Derselbe achtete nebst seinem Begleiter so wenig auf die Erscheinung, daß er es nicht für der Mühe werth hielt, zu untersuchen, ob mit dem scheinbaren Blitzschlage wirklich Etwas zur Erde niedergefallen sey. Zwei Tage später, als der Bauer wieder in dieselbe Gegend kommt, bemerkt er auf einem hart getretenen Fußwege einen Eindruck wie von einem Pferdehufe herrührend. Bei näherer Untersuchung wird er eine 0,7 Met. in den Boden gehende Oeffnung gewahr. Seinen Arm bis über den Elbogen hineinsteckend, stößt er mit den Fingerspitzen auf einen am Grunde liegenden Stein. Derselbe zeigte sich, nachdem er herausgenommen, schwarz an seiner Oberfläche, an dem einen Ende zertrümmert, von einer Art wie sie in der dortigen Gegend noch nie gesehen. Die Zertrümmerung muß vor dem Eintritt in den Boden geschehen seyn, denn ein kleines, etwa 30 gr. schweres Stück wurde 300 bis 400 Schritte entfernt aufgefunden. Auf meine (Heis) Anfrage, ob wohl die andern, dem Steine augenscheinlich fehlenden Stücke aufgefunden werden könn-

ten, wurde erwiedert, daß dies ein Jahr nach dem Ereignisse nicht gelingen werde, da ringsum weicher Moorboden sey.“ —

Der Fall von Ibbenbühren hat gleich demjenigen von Krähenberg nur einen einzigen Stein geliefert. Die Form desselben ist eine höchst charakteristische und, trotz zweier nur oberflächlicher und Eines großen Abbruchs, deutliche. Auf den ersten Blick zwar erscheint unser Stein unregelmäßig sphäroidisch; eine etwas genauere Betrachtung läßt aber manche gemeinsame Züge mit einigen der ausgezeichnetsten Pultusker Steinen u. a. auffinden. Im Allgemeinen hat der Stein die Gestalt eines abgeplatteten Sphäroids. Der Umriss der breiteren Seite, Fig. 1, Taf. VII ist eiförmig, fast rectangulär, wenn wir uns den abgebrochenen Oberrand ursprünglich so gestaltet denken wie den Unter- rand. Fig. 2, Taf. VII (beide Figuren etwa halbe natürliche Größe) zeigt den Meteoriten im Profile, wobei die nach oben gewandte, sanfter und regelmäßiger gestaltete Wölbung der in Fig. 1, Taf. VII dem Beschauer zugewandten Seite entspricht. Diese letztere, die Vorder- oder Brustseite, ist in ihrer Mitte fast ebenflächig gestaltet. Der deutlich abgesetzte flache Scheitel stellt sich als eine dreiseitige Fläche dar, welche in unserer Figur durch die lichtere Schattirung sich deutlich abhebt. Während die gerundeten Ecken dieses Dreiecks sich gegen die Peripherie des Steines hin zu buckelartigen Erhöhungen gestalten, wölbt sich die Scheitelfläche an den Seiten jenes Dreiecks auffallend regelmäßig gegen die Flanken. In der dreiseitigen Fläche tritt eine leichte Erhöhung und eine zur Rechten anliegende sanfte Vertiefung hervor. Die Unter- oder Rückseite ist höher und zugleich unregelmäßig gewölbt. Der Scheitel ist hier keine Fläche, sondern ein etwas in die Länge gezogener Buckel, welcher nicht in der Mitte der Unterseite, sondern etwas dem in Figur 2, Taf. VI nach vorn gewandten Ende genähert sich erhebt. Auch die Flanken des Steins, in denen Ober- und Unterseite zusammenstoßen, sind recht verschieden. Auf der

linken Seite beider Figuren ist unser Sphäroid durch eine beinahe ebene Fläche, welche fast normal zur Brustseite steht, gleichsam abgeschnitten, während in den andern Theilen des Umkreises die Flanken mehr scharfrandig erscheinen. Die in Fig. 2, Taf. VII nach vorn gewandte Seite zeigt den Seitenrand sogar zu einer kielähnlichen Erhöhung zusammengedrückt. Eine andere bemerkenswerthe Eigenthümlichkeit der Oberfläche unseres Steins sind rundliche Eindrücke, welche man den Abdrücken von Fingern in eine plastische Masse vergleichen könnte. Dieselben treten besonders deutlich am seitlichen Rande zunächst des Kiels, Fig. 2, Taf. VII hervor. Es erklären sich im vorliegenden Falle die fingerförmigen Eindrücke wohl unschwer durch Abspringen und Herausfallen einzelner Theile des Aërolithen. Wie wir alsbald zu erwähnen haben werden, umschließt derselbe nämlich große blättrige Krystallkörner.

Die Dimensionen des Steins sind folgende: Breite (in der Richtung $\alpha - \beta$) = 0,112 met., Dicke = 0,093 m., Länge = 0,125. Muthmaßliche Länge des unversehrten Meteoriten = 0,130 m.

Die Oberfläche des Steins ist mit Ausnahme der Bruchflächen von einer gleichmäßigen schwarzen Rinde bedeckt, deren Dicke kaum $\frac{1}{10}$ mm. beträgt. Die schwarze matte Schmelzrinde ist nicht glatt und eben, sondern bedeckt mit einer Menge äußerst feiner Schmelzwülste, welche indess bei Weitem nicht so deutlich sind wie bei Stannern, nicht einmal wie bei einigen der Pultusker Steine, sondern nur kurz und wenig erhaben. Diese Schmelzsäume, welche durch die Lupe betrachtet, eine feinblasige Masse zeigen, haben einen fast netzförmigen Verlauf. Unsere Figuren gewähren davon ein annäherndes Bild. Auf den Flanken des Steins namentlich ist ein Strömen der Schmelzmasse unverkennbar, wenngleich sich auch hier keine zusammenhängenden Schmelzlinien finden, vielmehr die Sculptur der Oberfläche überhaupt einem zarten Wellengekräusel vergleichbar ist. Die feinblasigen Schmelzwülstchen sind

glanzlos und matt; die von ihnen umschlossenen maschen-ähnlichen Flächentheile, auf denen der Schmelz glatter aufliegt, sind glänzender. Betrachtet man mit einer Lupe die Oberfläche des Steins, so bemerkt man, daß dieselbe von einer Unzahl von Sprüngen durchsetzt wird. Gewiß findet sich kein Raum von der Größe eines Quadratcentimeters ohne solche feinen Risse. Dieselben haben einen gekrümmten verästelten Verlauf und sind an der Oberfläche nur auf kurze Erstreckungen zu verfolgen; sie gehören nicht etwa nur der Schmelzrinde an, sondern dringen, mit geschmolzener Rindenmasse gefüllt, in's Innere des Steins. Die Schmelzlinien, welche eine für die Meteorsteine so überaus charakteristische Erscheinung bilden, sind in dem Ibbenbürener Stein sehr fein, so daß man sie mit dem bloßen Auge kaum wahrnehmen kann. Die Lupe läßt indeß erkennen, daß sie in großer Zahl den Stein durchziehen, dicht geschaart zunächst der Oberfläche, seltener gegen das Innere. Zuweilen ist ihr Verlauf streckenweise geradlinig, häufiger gekrümmt. Sie gehen, ohne ihren Zug zu ändern, durch die körnige Grundmasse, wie durch die krystallinischen Ausscheidungen. Die kaum haarfeinen Schmelzlinien schwellen häufig zu punktförmigen schwarzen Partien, welche gleichfalls nur geschmolzene Rindenmasse sind, die irgend eine kleine Lücke oder Hohlraum ausfüllte. Die mikroskopische Betrachtung lehrt, daß die feinsten Spalten nicht von einem zusammenhängenden Schmelz erfüllt sind, sondern daß häufig die geschmolzene Masse gleichsam nur in zerstreuten Flittern die feine Kluft erfüllt. Auch durch die Lupe sieht man zuweilen ganz dünne, stark glänzende Partien der Schmelzmasse die Spaltflächen bedecken. Unser Stein muß demnach beim Eintritt in die Erdatmosphäre in Folge der plötzlichen Erhitzung seiner peripherischen Theile in zahllosen feinsten Sprüngen geborsten seyn. Die in Klüfte eindringende, erstarrende Schmelzmasse verband die gelösten Theile von Neuem.

Nicht ohne große Ueberraschung wird ein Meteoritenkenner das Innere des Steins, wie dasselbe auf der gro-

isen Bruchfläche, in Fig. 1, Taf. VII oben, sich darstellt, betrachten. Die schwarzen Schmelzlinien treten, so überaus fein sind sie, bei dem Anblick mit bloßem Auge fast ganz zurück. Die Masse ist auffallend licht, viel heller als die gewöhnliche Klasse der Meteorsteine, die Chondrite. Der Stein bestand aus einer weißen bis graulich-weißen körnigen Grundmasse, in welcher sehr zahlreiche, kleine und große *Krystallkörner* von lichtgelblichgrüner Farbe liegen. Diese krystallinischen Ausscheidungen, welche meistens einige mm. groß sind, einerseits bis zu unsichtbarer Kleinheit hinabgehen, andererseits eine Größe von 1, ja 3 ctm. erreichen, bilden die besondere Merkwürdigkeit unseres Steins, wenn man erwägt, wie selten im Allgemeinen in der Grundmasse der Meteorsteine ein deutliches Silicat Korn krystallinisch sich aussondert. Die Krystallkörner sind in der Masse unseres Meteoriten keineswegs gleichmäßig vertheilt. Auf der Bruchfläche (Fig. 1, Taf. VII oben) bemerkt man, daß namentlich bei γ dieselben groß und zahlreich sind, sodaß die Grundmasse fast verdrängt wird, und der Meteorit hier fast ein reines grobkörniges Aggregat jener Ausscheidungen ist. Niemals gelingt es aus der Grundmasse die Krystallkörner unversehrt herauszulösen; ihre blättrige Structur bedingt immer, daß sie mit dem Gesteinsbruche durchreißen. Die Durchschnitte, welche man erblickt, sind meist gerundet, zuweilen auch wohl polygonal begränzt durch rhombische resp. sechseitige Umrisse, aus welchen man wohl auf das rhombische System schließen kann. Indefs ist es nicht möglich, aus diesen Durchschnitten irgend Etwas mit Sicherheit über die Krystallform zu ermitteln. Die Untersuchung der Spaltbarkeit ist mit vielen Schwierigkeiten verbunden. Die Ursache liegt theils in der rissigen Beschaffenheit, theils in den zahlreichen unregelmäßigen Absonderungsflächen und in der regellosen innigen Verwachsung der Körner in Folge deren man häufig nicht im Stande ist, die Spaltungsrichtungen verschiedener Individuen von einander zu unterscheiden. Außerdem aber ist auch die Spaltbar-

keit der Körner nicht ganz gleich deutlich. Obgleich ich viele Zeit und Mühe in dieser Beziehung aufgewandt habe, bin ich nicht zu einem befriedigenden Resultate gelangt. An mehreren Körnern beobachtete ich folgende Spaltbarkeiten: Eine sehr vollkommene, welche fasrig gestreift ist; auf ihnen glänzen zuweilen einzelne Partien mit farbigen Ringen. Die Richtung der Fasern entspricht der Zone der andern Spalttrichtungen; eine zweite steht normal zur ersten, und begränzt gewöhnlich die dünnen Blättchen deren etwas gekrümmte Fläche der vollkommenen Spaltung entspricht. Auch die zweite Absonderung ist zuweilen sehr deutlich. Ausserdem sind noch zwei andere Trennungsrichtungen in derselben Zone vorhanden, deren Kante mit der ersten Spaltfläche = $131\frac{1}{2}^{\circ}$ gemessen wurde. Die über der letztern Fläche liegende Kante der beiden letztgenannten Spaltungsflächen berechnet sich demnach = 83° (über der zweiten Spaltung = 97°). An einem Krystallkorn, welches die in Rede stehenden Spaltungen sehr deutlich zeigte, wurde der letztere Winkel = $96\frac{1}{2}^{\circ}$ bis 97° gemessen. Nicht unerwähnt darf ich indeß lassen, daß ich an einigen Körnern zwei anscheinend gleiche Spaltungsrichtungen mit dem Winkel von $108\frac{1}{2}^{\circ}$ bis 109° fand, ein anderes Mal maß ich zwei recht deutliche gleiche Spaltungen = $86\frac{1}{2}^{\circ}$. Ich glaubte demnach anfänglich, daß die fraglichen Krystallkörner vielleicht etwas Verschiedenes seyen, kam indeß später mit Rücksicht auf die sonstige vollkommene Identität derselben von jener Ansicht wieder zurück. Aehnliche Schwierigkeiten begegnete Story-Maskelyne in Bezug auf den Enstatit im Steine von Busti. (*On the Mineral Constituents of Meteorites; Philos. Transaction Vol. 160, p. 189 bis 214; 1870.*) Die Splittrigkeit der Mineralkörner macht es schwierig, aus ihnen eine dünne Platte zur mikroskopischen Betrachtung zu schleifen. In dem Präparate bemerkt man außer den Streifen, welche der Zonenaxe der Spaltungsrichtungen parallel gehen, viele unregelmäßige feinste Sprünge, welche mit dunkler Schmelzmasse, oft nur theilweise, erfüllt sind.

Das spec. Gew. rein ausgesuchter Krystallkörner wurde in zwei Versuchen bei 15° C. bestimmt zu

3,428 und 3,425.

Beim Glühen verwandelt sich ihre lichtgrünliche Farbe in braun, es steigt gleichzeitig in Folge theilweise höherer Oxydation des Eisens das Gewicht. Ich bestimmte in einem Versuche, bei welchem etwa 1 bis 1½ mm. große Stückchen angewandt wurden, die Gewichtszunahme = 0,38 Proc. V. d. L. nur an feinen Spitzen zu einem schwarzen Email unter Aufschäumen schmelzbar. Ebenso schwer schmelzbar erweist sich die Grundmasse des Steins. Die Hitze, welche die Oberfläche des Meteoriten bei seinem Eintritt in die Atmosphäre erfuhr, muß demnach erheblich größer gewesen seyn als diejenige, welche man mit Hülfe des Löthrohrs hervorbringen kann. Die Analyse sorgsam ausgesuchter Krystallkörner (0,820 gr. geschmolzen mit reinstem kohlen saurem Natrium) ergab folgende Mischung:

Kieselsäure	54,51 ¹⁾	Oxyg.	29,07	
Eisenoxydul	17,53		3,89	} 14,82
Manganoxydul	0,29		0,06	
Magnesia	26,43		10,57	
Kalk	1,04		0,30	
Thonerde	1,26		0,59	
	<hr/>		101,06	

Die Krystallkörner sind demnach eisenreicher Enstatit oder Bronzit $\left. \begin{smallmatrix} \text{Mg} \\ \text{Fe} \end{smallmatrix} \right\} \text{Si O}_2$. Es findet kein einfaches Verhältniß der Molecüle der Magnesia und des Eisens statt, was indeß bei isomorphen Basen auch nicht erwartet werden kann. Rechnet man statt des Mangans eine aequivalente Menge Eisens, statt des Kalks eine entsprechende Menge von Magnesia, so enthält unser meteorischer Bronzit auf 4 Mol. Eisen 11 Mol. Magnesia.

Wenden wir uns nun zur Untersuchung der *Grundmasse*. Dieselbe ist sehr feinkörnig, von etwas fettartigem

1) s. folg. Seite.

Glanz, weiß oder lichtgrau, sehr mürbe, sodaß mir die Herstellung eines mikroskopischen Schliffs nicht gelingen wollte. Auf der angeschliffenen Fläche sieht man keine metallisch glänzenden Theile, sondern nur die feinen schwarzen Schmelzlinien und -punkte. Untersucht man das Pulver der Grundmasse unter dem Mikroskop, so erweist es sich als gebildet ausschließlich durch farblose Krystallbruchstücke, welche bei Anwendung von polarisirtem Lichte wechselnde Farben zeigen. Das spec. Gew. der Grundmasse, in kleinen Stückchen gewogen, ergab sich (bei 15°) in zwei Versuchen gleich

3,405 und 3,404;

sie ist demnach nur sehr wenig leichter als die ausgesuchten Krystallkörner, wohl in Folge des etwas lockeren Gefüges der Masse. Zur Analyse wurde die Grundmasse möglichst von den Enstatitkörnern befreit; ganz war dieses unmöglich, da die Ausscheidungen zu äußerster Kleinheit herabsinkend, augenscheinlich einen wesentlichen Theil der Masse bilden. Die zur Grundmasse verfließenden Enstatitkörner sind nicht grünlichgelb wie die gröfsern Ausscheidungen, sondern lichtgrau bis weiß. Zwei Analysen ergaben folgendes Resultat:

	I	II	Mittel	
Kieselsäure	54,31	54,64	54,47	Oxyg. 29,05
Eisenoxydul	17,02	17,29	17,15	3,81
Manganoxydul	0,28	1,74	0,28	0,06
Kalk	1,39		1,39	0,40
Magnesia	26,06	26,18	26,12	10,45
Thonerde	1,01	1,12	1,06	0,50
			100,47	

Die Zusammensetzung der Grundmasse kann demnach als fast identisch mit derjenigen der ausgeschiedenen Krystallkörner betrachtet werden.

- 1) s. vor. S., eine zweite Analyse, zu welcher nur ein halbes Gramm verwandt werden konnte, ergab Folgendes: Kieselsäure 53,85. Eisenoxydul 17,95. Magnesia 27,33. Kalk + Manganoxyd-oxydul 1,02. Thonerde 1,25. Summe = 101,30.

Die Constitution des Meteoriten von Ibbenbühren ist eine der einfachsten unter allen bisher untersuchten kosmischen Steinen. Chromeisenerz, welches sonst fast niemals in den Steinmeteoriten fehlt, ist hier nicht vorhanden. Es würde nach dem Aufschliessen mittelst kohlen-sauren Natriums als schwarzes Pulver zurückbleiben und sich so verrathen. Doch wurde keine Spur wahrgenommen. Eben-sowenig ist Magnetkies oder irgend eine andere Schwefel-verbindung vorhanden; denn, nachdem eine grössere Menge des Steinpulvers mit reinster Salpetersäure anhaltend dige-rirt worden war, brachte Chlorbaryum im Filtrat nicht den geringsten Niederschlag oder auch nur Trübung her-vor. Hingegen scheint eine Spur von gediegenem Eisen vorhanden zu seyn. Freilich gelang es mir nur, aus einer Menge von etwa 5 gr. durch Ausziehen mit einem Mag-netstab ein einzelnes, mit dem bloßen Auge kaum sicht-bares Eisenpartikelchen zu erhalten. Es hatte dies kleine Körnchen in Folge beginnender Zersetzung einen gelb-braunen Fleck erzeugt. Schliesslich wurden noch einzelne, doch äusserst seltene, für das bloße Auge unsichtbare röth-lichgelbe Körnchen mit glänzender Oberfläche erspäht, über deren Natur Näheres zu ermitteln mir unmöglich war.

Noch verdient erwähnt zu werden, daß die Schmelz-rinde sehr deutlich vom Magneten angezogen wird. Ein Theil des Eisenoxyduls der Bronzitverbindung ist dem-nach unter dem Einflusse des Sauerstoffs der Atmosphäre und der hohen Erhitzung in Magneteisen übergeführt wor-den. Diejenige Schmelzmasse, welche, feine Klüfte er-füllend, ins Innere des Steins gedrungen, erwies sich viel schwächer oder gar nicht merkbar magnetisch; offenbar weil dort die Schmelzmasse der Einwirkung des atmo-sphärischen Sauerstoffs entzogen war.

Der Stein von Ibbenbühren nimmt demnach eine aus-gezeichnete Stellung unter allen bekannten Aërolithen ein, indem er wesentlich nur aus einem einzigen Silikate, Bron-zit besteht. Unter der grossen Zahl der bisher untersuch-ten Steine ist es nur ein einziger, der am 29. Juni 1843

bei Manegaum in Khandeish (Hindostan) gefallene, von Storry-Maskelyne (s. a. a. O. sowie auch Rammelsberg, Die chemische Natur der Meteoriten. Abh. d. Akd. d. Wiss. 1870; S. 120) untersuchte Äërolith, welcher, gleich Ibbenbühren wesentlich nur aus Bronzit besteht. Zur Vergleichung darf hier die Mischung der Enstatitkörner aus dem Manegaum-Stein nach Maskelyne mitgetheilt werden:

Kieselsäure	55,70
Magnesia	22,80
Eisenoxydul	20,54
Kalk	1,32
	<hr/> 100,36

Für die Grundmasse fand Maskelyne eine nahe übereinstimmende Mischung, wie für die ausgeschiedenen Körner. Der Bronzit des indischen Äërolithen unterscheidet sich demnach von demjenigen unseres westphälischen nur durch den etwas größeren Eisengehalt, sowie durch das Fehlen der Thonerde. Auffallender Weise giebt Maskelyne das spec. Gewicht des von ihm untersuchten Bronzits nur zu 3,198 an, während man glauben sollte, es müsse wegen des bedeutenderen Eisengehaltes etwas höher seyn, als dasjenige des Ibbenbührener Bronzits.

Nächst dem Steine von Manegaum ist auch der merkwürdige Meteorit von Shalka (Hindostan), gef. 30 Nov. 1850 (s. Rammelsberg, a. a. O. S. 119, und G. Rose, Beschreibung und Einth. d. Meteoriten. Abh. d. königl. Akd. d. Wiss. 1863; S. 122) dem westphälischen Steine nahe verwandt. Nach den neuen, verdienstvollen Untersuchungen Rammelsberg's besteht Shalka zwar nicht ausschließlich, aber doch wesentlich aus Bronzit, nämlich; Bronzit 86,43 Proc., Olivin 10,92, Chromeisen 2,11. Die chemische Zusammensetzung des Bronzits von Shalka kommt nun dem unsrigen noch näher als die des Manegaum-Bronzits. Rammelsberg fand ihn nämlich wie folgt zusammengesetzt: Kieselsäure 55,55; Eisenoxyd 16,53; Magnesia 27,73; Kalk 0,09; Natron 0,92.

Unter den terrestrischen Bronziten kommt keiner Varietät ein gleich hoher Eisenoxydulgehalt zu wie jenen kosmischen.

Wir kennen demnach jetzt vier Meteorite, welche wesentlich nur aus je einem Silicate bestehen: Chassigny wird nur durch Olivin gebildet, Bishopville nur durch Enstatit, während Manegaum und Ibbenbühren aus Bronzit bestehen.

Späterer Zusatz.

Der Güte des um die Meteoritenkunde so verdienten Hrn. Dr. Buchner in Gießen verdanke ich die Ansicht eines Dünnschliffs des Ibbenbührener Meteoriten. Die mikroskopische Betrachtung desselben läßt erkennen, daß die ganze Masse des Steins ein körniges Gemenge gerundeter Bronzitkörner ist. Dieselben sind ohne eigentliche Grundmasse mit einander verbunden. Nur selten bemerkt man einen Umriss, welcher auf eine Krystallform bezogen werden könnte. Beim Drehen der Nicols erglänzen die Bronzitkörner in den lebhaftesten Farben, zum Beweise, daß der ganze Stein aus krystallinischen Theilen besteht. Feine Klüfte, mit Schmelzmasse erfüllt, durchsetzen zahlreich die Platte. Neben den Bronziten wurden zwei sehr kleine rothe Körnchen bemerkt, deren Bestimmung noch nicht möglich erscheint.

VII. Hagelkörner von sehr ungewöhnlicher Gestalt.

[Entnommen aus der Schrift: *Ueber krystallinischen Hagel im thraletischen Gebirge und über die Abhängigkeit der Hydrometeore von der Physik des Bodens*; von H. Abich, Tiflis 1871 (256 Seiten 8°, nebst 5 Tafeln und einer Karte), ein Sonderabdruck aus den: *Materialien zu einer Klimatologie des Kaukasus*, gesammelt und herausgegeben von A. Moritz, Director des Observatoriums in Tiflis.]

Der Schauplatz dieses Hagelfalls, den wir unter mehreren andern vom Verf. beschriebenen hier herausheben, war, etwa 5 Meilen südwestlich von Tiflis, die Station *Bjeloi Kliutsch*, unter $41^{\circ} 10'$ N. Br. und $62^{\circ} 19'$ O. L., wo die meteorologische Station eine Meereshöhe von 3787 Fuß besitzt. Das Ereigniß trug sich zu am 9. Juni 1869. Es wird nachstehendermaßen von Hrn. Verf. geschildert.

Eine nur selten von geringer südwestlicher Strömung unterbrochene atmosphärische Ruhe bei $13^{\circ},5$ R. Lufttemperatur, und ein langsam von 525,35 auf $527^{\text{mm}},95$ steigender Luftdruck hatten die Tage des 7., 8. und 9. ausgezeichnet, als sich am Nachmittage des 9. gegen 5 Uhr in östlicher und ostnordöstlicher Richtung, durch ungewöhnlich starke Verdunklung des Himmels, die ersten Vorzeichen eines nahenden Ungewitters einstellten, die meine Aufmerksamkeit auf dem Wege zu einem, etwa eine Viertelstunde von meiner Wohnung entfernten Bekannten zuerst in Anspruch nahmen. Die bald drohender werdende Haltung und auf Hagel deutende Färbung des Gewölks veranlaßte mich, meinen Besuch abzukürzen. Ohnerachtet der Beschleunigung meiner Schritte gelang es mir nicht, vor dem Ausbruch des jetzt mit reißender Schnelligkeit herankommenden Ungewitters, meine Wohnung wieder zu erreichen. Das sturmartige Wehen, gleichsam wie aus mehreren Richtungen zwischen NO und OSO gleichzeitig entfesselter und stoßartig sich fortschiebender

Luftmassen wurde weit überboten durch das hier mehr einem Rasseln als dem Brausen eines Wassers gleichende Getöse, wie es den Eintritt des Hagels bei einem früheren Fall am 27. Mai verkündet hatte. Nach mißlungenen Versuchen in einem oder dem anderen der sparsam zwischen Gärten liegenden Gehöfte, die von ihrem Insassen am Festnachmittage verlassen waren, ein Unterkommen zu finden, hatte ich in suchender Eile kaum den Schutz eines kleinen aus morschen Brettern zusammengeschlagenen Vordachs vor einer verschlossenen Hausthür erreicht, als die ersten Hagelkörner, Producte eines Ungewitters von unvergleichlich stürmischerem Charakter als das des 27. Mai, unter überaus heftigem Rückprall auf den festen und ebenen Schwarzboden niederfuhren. In wenigen Minuten war die volle Entladung von Hagelkörnern in den Dimensionen von Hühnereiern entwickelt. Ziemlich freistehend, aber gedeckt durch das Bretterdach, welches unter betäubendem Getöse in schwankende Bewegung gesetzt wurde, konnte ich den Verlauf des Phänomens mit Aufmerksamkeit verfolgen. Obschon im Allgemeinen der östlichen Richtung des Sturmes folgend, geschah das Niederfahren der Schlossen in den verschiedensten Graden der Steilheit, bis zu beträchtlich schräg einfallender Richtung. Es glich einem von verschiedenen Seiten zugleich ausgehenden explosionsartigen Herabstürzen. Nähere Betrachtung den Eiskörpern zuwendend, die der Rückprall vom Boden mitunter unsanft mir zuführte, erkannte ich bald, daß ihre mir bei den ersten Ankömmelungen aufgefallenen eckigen und vielfach zugespitzten Formen, aufsitzen den Krystallen des reinsten Eises von mitunter ansehnlicher Größe zuzuschreiben waren, daß ein jedes Hagelkorn eine verschiedene Gestalt besaß, und daß viele mitherafallende unregelmäßige und spitzwinklige pyramidale Massen nur als Bruchstücke zertrümter Hagelkörper in Anspruch zu nehmen seyen. Als ich nach einer etwa 12 Minuten langen Dauer des Hagelsturms, dem entfernt bleibender Donner zwar vorausgegangen war, der

aber
her g
nung
seite
rund
gleich
chen
wür
eine
nern
traf

sph
klei
kau
dun
kön
sph
sch
ein
tig
Eis
we
4
tra
sch
rip
ke
de
De
fas
bü
lan
sta
wi

aber während des Hagelsturzes eben so wenig wie nachher gehört wurde, in strömendem Regen nach meiner Wohnung gelangte, wo ich die Scheiben der nach der Westseite gerichteten Fenster theilweis zerschmettert und von runden Löchern durchbohrt fand, beschäftigte mich sogleich die nähere Untersuchung und die bis zur einbrechenden Dunkelheit fortgesetzte Abzeichnung dieser merkwürdigen Formen, wofür ich das Material in dem Inhalte eines mit Vorsorge für mich mit den größten Hagelkörnern gefüllten eisernen Gefäßes bereits vorhanden antraf.

Beschreibung der Eiskörper.

Die Untersuchung hatte fast bei allen eine centrale sphäroidale Kernmasse von einer dieselbe theilweis überkleidenden krystallinischen Bildung zu unterscheiden, die kaum anders als auf zwei verschiedene Phasen des Bildungsactes der Hagelkörner vom 9. Juni gedeutet werden können. Der centrale Theil des Hagelkorns stellte einen sphäroidalen in der Mitte gleichmäßig von beiden Seiten schwach eingedrückten Körper von reinem, aber wegen eingeschlossener feiner Luftblasen nur schwach durchsichtigem Eise dar. Von gleicher Beschaffenheit erschien das Eis des mittleren, von einer mehr oder weniger breiten weißlichen Zone umgebenen Kernes dieses Körpers, von 4 bis 6 Millm. Breite. Aus diesem etwas opaken Kerne traten unter einem Winkel von 60° von einander getrennte schmale, ebenfalls weißlich schimmernde Radien zur Peripherie der Sphäroide, wo sie in der daselbst dem opaken Ringe der Mitte sich wieder mehr nähernden Masse, den Speichen eines Rades fast vergleichbar, sich verloren. Der zwischen den sechs Radien befindliche Raum zeigte fast reines Eis, welches wegen einer Vielzahl sehr kleiner, büschelartig wie von einem gemeinsamen Mittelpunkt auslaufender Poren, aber in ihrer länglich birnförmigen Gestalt als solche unter der Lupe erkennbar, durchscheinend wie luftfreies Gletschereis aussah. Liefen sich diese Luft-

bläschen zum Theil schon mit bloßem Auge unterscheiden, so bedurfte es der mikroskopischen Vergrößerung um die den Spiculen der Spongien ähnlichen sich verfilzenden Luftrisse in ihrer haarförmigen Feinheit zu unterscheiden, welche zusammen mit den erwähnten langgezogenen Poren, den opaken Kranz um den lichten Kern, die radialen Strahlen aber, deren Speichen-Aehnlichkeit bereits hervorgehoben, allein hervorbrachten. Der mit Anwendung des Polarisations-Apparates zu vermittelnde positive Beweis, daß sie wirklich Lufträume und nicht etwa sehr feine, im amorphen Eise eingeschlossene Eisnadeln waren, ist allerdings nicht geführt worden. Zwischen den nach der Peripherie zu allmählich birnförmig sich vergrößernden Luftblasen waren diese faserartigen Theile nicht vorhanden; sie blieben, wie erwähnt, auf die mitunter fast büschelartig ausstrahlenden radialen Zonen beschränkt.

Auf den so gebildeten mehr oder minder zusammengedrückten sphäroidalen Centalkörpern erhoben sich nun, vorzugsweise innerhalb der Zone größter Kreise des Sphäroids, theils vereinzelte, theils dicht zusammengedrückte Krystalle von reinem durchsichtigem Eise in regelrechter Ausbildung ihrer durch Schmelzung der Kanten und Flächen fast unmerklich abgerundeten Formen. Das rhomboëdrische System erschien in denselben in mannigfachen Abänderungen deutlich repräsentirt. Zum größeren Theile gehörten diese Krystalle den gedrungenen Formen niedriger sechsseitiger Säulen mit stumpf rhomboëdrischen Endflächen an, jedoch zeigten sich gar häufig bis 15 Mm. lange prismatische Krystalle frei emporragend, mit convergirenden, wahrscheinlich durch spitzeste Rhomboëder hervorgebrachten Kanten. Nicht minder zahlreich gruppirten sich mit den angedeuteten Krystallen unverkennbar die hemiëdrischen Formen des Skalenoëders mit rhomboëdrischen Endflächen in ansehnlichen Dimensionen. Neben diesen durchsichtigen, mich lebhaft an Kalkspatldrüsen aus den Erzgängen von Andreasberg erinnernden säulen-

förmigen Bildungen zeigten sich, kaum minder zahlreich, klare Krystalle mit ausgedehnten Endflächen und dihexaëdrischen Endkanten, die sich bekannten Formen des Eisenglanzes näherten. Hatten sich doch gleich im Anfange des Unwetters, nach dem Gesetz der Eisenrosen vom St. Gotthardt, blumenförmig in Kreisen gruppirte tafelförmige Gestalten bemerkbar gemacht, nach denen ich unter den später aufgesammelten Hagelkörnern vergebens suchte, um ihre Abbildungen den übrigen hinzuzufügen. Es versteht sich, daß die in dem Vorstehenden gemachten Schilderungen über das morphologische Verhalten der Hagelmassen nicht das Resultat einer eingehenden krystallographischen Untersuchung, vielmehr die einfachen Ausdrücke der Auffassung sind, wozu die nähere Betrachtung der so deutlich krystallinisch ausgeprägten Formen sogleich Veranlassung gab. In diesem Sinne können die gegebenen Abbildungen auch nicht als vollständige Bilder gefaßt werden.

Bei den rasch hinter einander angefertigten Zeichnungen wurde genaue Wiedergabe der deutlich sichtbaren Linien erstrebt, ohne eine bewußte Berücksichtigung irgend einer durch sie begränzten krystallographischen Form. Diese traten von selbst heraus und es ist bei späterer Ausführung der Zeichnung Grundsatz geblieben, an den krystallographisch mehr oder weniger bestimmt zu deutenden Formen keine verdeutlichendere Verbesserung und noch weniger ergänzende Zusätze von etwa geschwundenen Kanten und Flächen aufzunehmen.

Es erschien bei diesen krystallinischen Hagelkörnern als Regel, daß das Aufwachsen und die Längenentwicklung der Krystalle, wie schon erwähnt, innerhalb einer der Richtung der Längensaxe des sphäroidalen Centralkörpers entsprechenden Ebene stattfand, wie dieß auch in den Abbildungen zu erkennen ist. Iudeß beweisen die Figg. 6 und 7, Taf. VIII daß diese Regel nicht ohne Ausnahme war, indem es öfter vorkam, daß auch auf den flachen Gewölbseiten des Sphäroïds selbstständig ausgebildete Eis-

krystalle, dem Anschein nach bisweilen tief in der amorphen Eismasse eingewachsen, hervortraten. Bei den Versuchen, die Eiskörner im Durchschnitt zu erhalten, so wie bei dem Zerbrechen, wurde ersichtlich, daß die aufsitzenden Krystalle sich häufig mit Hinterlassung einer ebenwinkligen, dem Ende ihrer Form entsprechenden Vertiefung, gewissermaassen das Verhältniß zwischen Alveole und Zahn darstellend, ablösten. Namentlich war dies der Fall bei Stücken, welche wie Fig. 1, 2 und 3, Taf. VIII mit besonders großen Krystallen bekleidet erschienen.

Die vorherrschende kranzförmige Einfassung des Sphäroids mit krystallinischen Parasiten scheint mit den Ursachen, welche die abgeplattete Form des Eiskörpers überhaupt bedingt hat, in genauem Zusammenhang zu stehen. Selbst in den in Fig. 4 und 8, Taf. VIII dargestellten Extremen einer scheiben- oder discusähnlichen Form tritt dies Abhängigkeitsverhältniß noch deutlich hervor¹⁾. Von dem vielleicht als normal zu bezeichnenden Verhältnisse zwischen Länge und Dicke der Eiskörper giebt das in Fig. 6, Taf. VIII abgebildete, auf der peripherischen Kante dicht mit rhomboëdrisch combinirten Krystallen versehene Exemplar von 55 Mm. Länge eine Vorstellung. Die in Fig. 9, Taf. VIII abgebildete Form repräsentirt eine, in geringer Anzahl während des Verlaufs des Hagelsturmes vertreten gewesene Klasse unbestimmter Formen, die der Vorstellung von halb abgeschmolzenen und später wieder agglomerirten Krystall-Individuen mitunter zu entsprechen scheinen. Die grob- und feinporige Beschaffenheit des Eises dieser unförmlichen entstellten Massen brachte dieselben jedenfalls in eine nähere verwandtschaftliche Beziehung zu den primären sphäroidalen Centralmassen der Hagelkörner, als zu den secundären krystallinischen parasitischen Bildungen derselben. Im Allgemeinen und besonders an den nach Angabe der Fig. 9, Taf. VIII durch-

1) Hieher gehört auch wohl Fig. 5, Taf. VIII, obwohl im Text nicht besonders erwähnt.

furchten Stellen zeigte das Eis dieser Varietäten die bläuliche Farbe des Gletschereises.

Aus dem Vergleich der sämmtlich nach den Werthen der gemessenen Hauptdimensionen aufgetragenen Figuren 1 bis 9, Taf. VIII ergeben sich Maxima der Gröößenverhältnisse von 72 Mm. Länge und 50 Mm. Breite. Nach den von dem Beobachter auf der meteorologischen Station indeß angestellten Wägungen hatte das Gewicht der größten Hagelkörner zwischen 7 und 8 Loth betragen. Das Abschmelzen der gesammelten Eiskörper erfolgte bei mittlerer Lufttemperatur von $13^{\circ},4$ R. auffallend langsam. Als am Morgen des 10. Juni der zurückgebliebene Eisinhalt des eisernen Sammelgefäßes von dem Wasser getrennt wurde, ergab sich ein noch immer sehr ansehnlicher Rückstand, bestehend aus größtentheils sehr regelmäßigen convexen Eislinsen von 10 bis 12 Mm. Durchmesser und 5 bis 6 Mm. Dicke. Wegen bedeutender quantitativer Verringerung der Blasenräumen und Risse besaßen die Scheiben die volle Klarheit vergrößernder Linsen, in welchen der centrale Kern des ursprünglichen Sphäroids entweder wie in der Mehrzahl ganz rein, oder durch vorhandene Blasen milchig, von einer schwachen Aureole umgeben hervortrat. Es war sehr auffallend, daß sich von den aus feinen Capillarröhrchen zusammengesetzten radialen, vom Centralkerne speichenförmig ausgegangenen Stäbchen keine Spur mehr zeigte, während das allmählig stattfindende völlige Verschwinden der lang gezogenen, in den normalen Sphäroiden zur Peripherie sich hindrängenden Luftblasen zu erwarten war. Allerdings waren in den, auf einem Uhrglase schwimmenden Linsen bei 30 facher Vergrößerung noch fein verfilzte, Spicula ähnliche Luftrisse in dem den Kern umgebenden Kranze als wirklich leere Räume zu erkennen, und ließ sich im Fortgange des Abschmelzens das Entweichen der Luftblasen unter fortwährend schwachem Heben und Senken der Scheibe in dem umgebenden Wasser bis zum letzten Verschwinden der-

selben wahrnehmen. In dem auf dem Uhrglase zurückbleibenden Wasser war keine Spur von fester Substanz bei verstärkter Vergrößerung zu erkennen ¹⁾).

VIII. Ueber die mikroskopische Structur der Hagelkörner; von J. H. L. Flögel in Kiel.

Die auf S. 333 des Bandes 144 dieser Annalen abgedruckte Notiz des Hrn. Prof. Müller über die chromatische Polarisation der Hagelkörner veranlaßt mich, eine Beobachtung zu veröffentlichen, welche ich am 10. September 1870 über denselben Gegenstand machte. Es zog an diesem Tage, Vormittags 10½ Uhr, nach bisher heiterem Himmel, über Schleswig rasch ein Gewitter herauf, welches ziemlich viel Hagel brachte. Die größten Körner hatten etwa 10 Millm. Länge. Die Mehrzahl hatte die bekannte kegelförmige Gestalt mit einem Kugelabschnitte als Basis; vereinzelt fanden sich klare Eisstücke von unregelmäßiger Form darunter. Viele Körner waren undurchsichtig weiß, wie man sie im Frühjahr so häufig findet. An vielen aber war auf der convexen Grundfläche und merkwürdigerweise nur auf dieser, ein concentrischer Ueberzug von glashellem Eise abgelagert. Die Dicke dieses Ueberzuges war an den verschiedenen Körnern sehr ungleich, an einem und demselben Korn aber immer nicht

- 1) Ein ähnlicher, wie der eben beschriebene Hagelfall ereignete sich im Kaukasus, am 12. Sept. 1863 über der deutschen Kolonie Marienfeld, östlich von Tiflis, doch waren die im Ganzen rundlichen Eiskörper nur mit Zacken und Nadeln, keineswegs mit so deutlich ausgebildeten Krystallen besetzt wie die am 9. Juni 1869. Dieser Fall ist vom Civil-Ingenieur Nöschel in *Bull. de l'Acad. de St. Petersbourg* beschrieben und auch schon in den „*Fortschritten der Physik*“ Bd. XX, S. 773 erwähnt.

merklich verschieden, so daß die äußere Gränze mit der gerundeten Grundfläche des schneeweißen Theils parallel ging. Die nähere Untersuchung dieser letzteren Art von Hagelkörnern schien mir deshalb von besonderem Interesse zu seyn, weil sie offenbar einen Entwicklungszustand derjenigen großen Schlossen darstellen, welche aus klarem Eise und undurchsichtigem schneeartigen Kern bestehen.

Fig. 10 Taf. VIII zeigt ein solches Korn in 10facher Linearvergrößerung, als optischer Durchschnitt auf dem Präparirmikroskop eingestellt. *a* ist der undurchsichtige Eiskegel, *b* der Ueberzug von klarem Eise, *c* die Gränze zwischen beiden, welche durch eine große Zahl punctförmiger Luftbläschen gegeben ist. In der klaren Masse *b*, die dem bloßen Auge völlig homogen erscheint, erkennt man jetzt eine große Anzahl äußerst feiner Linien. Keine derselben läuft gerade, alle sind in den mannichfachsten Formen gebogen, wenn auch im Allgemeinen eine radiäre Anordnung der durch sie umgränzten Portionen sich nicht verkennen läßt. Auch unter 80- bis 100facher Vergrößerung bleiben die Linien einfach und werden noch feiner als vorher; es ist deshalb nicht denkbar, daß sich zwischen den umgränzten Partien Wasser befindet. Niemals wurde in dem klaren Eise eine Luftblase gesehen.

Etwas abweichend davon verhält sich die undurchsichtige Masse *a*. Betrachtet man Bruchstücke derselben, welche bis zur beginnenden Durchsichtigkeit abgeschmolzen sind, unter dem Mikroskop, so erkennt man ebenfalls sehr bald jene feinen Linien, welche in dem klaren Eise auffallen und eine Zusammensetzung aus kleineren Eisstückchen anzeigen. Jedes dieser Stückchen enthält eine Anzahl kugelliger Räume, welche mit Wasser angefüllt sind, und in jedem Wassertropfen befindet sich wieder eine viel kleinere Luftblase. Fig. 11 Taf. VIII soll ein solches Eisstückchen bei 80facher Vergrößerung darstellen. Die Undurchsichtigkeit entsteht also dadurch, daß die Bestandtheile dreierlei Brechungscoefficienten besitzen. Daß

die Räume *d* mit Wasser erfüllt sind, zeigt sich deutlich im Augenblick des Abschmelzens, wo die Luftblase entweicht; das Bruchstück der Hohlkugel *d* ist dann noch kurze Zeit erkennbar, besitzt aber keine Abgränzung gegen das Wasser der Umgebung mehr. Es können natürlich auch die Wassertropfen nicht erst auf dem Tische des Mikroskopes entstanden seyn; denn wenn man unter 80facher Vergrößerung den Abschmelzungsproceß verfolgt, so kann man deutlich sehen, daß die Hohlräume von Anfang an gar keine Veränderung zeigen; auch die Luftblase *e* liegt ruhig an einer bestimmten Stelle. Erst wenn die Schmelzgränze bis an den Hohlraum herantritt, erfolgt die beschriebene Aenderung.

Es ist sehr merkwürdig, daß nirgends gerade Linien auftreten, welche man als den Ausdruck von Krystallflächen ansehen könnte. Nichtsdestoweniger glaubte ich aus der im Allgemeinen radiären Anordnung schließen zu dürfen, daß die optische Axe der — vielleicht ganz unausgebildet gebliebenen — Krystalle nach der Spitze des Kegels gerichtet sey. Um hierüber etwas zu erfahren, schnitt ich eine Platte des klaren Eises ungefähr parallel mit der Gränze *c* ab, und brachte sie auf das Polarisationsmikroskop (80fache Vergrößerung). Platten von etwa 2 Millm. Höhe geben dann noch die Farben vierter und fünfter Ordnung; sind sie bis auf den dritten Theil etwa abgeschmolzen, so treten die brillanten Farben zweiter und dritter Ordnung auf. Aber die Erwartung, daß eine solche Platte in allen Azimuthen dunkel bleiben müsse, bestätigte sich durchaus nicht. Wenn man ein Stück Eis in der Lage untersuchte, daß der Strahl tangential (die Spitze des Hagelkorns als Kugelcentrum gedacht) durchging, so unterschied sich das Bild eigentlich durchaus nicht von dem der erstgedachten Platte. Diese vielfach wiederholten Versuche gaben immer dasselbe Resultat. Ebenso wenig kommt eine glatte Farbe des ganzen Gesichtsfeldes zu Stande. In der Regel nämlich begränzen die oben erwähnten feinen Linien ein Farbenfeld. Dreht

man den oberen Nicol so, daß dieß dunkel wird, so ist das benachbarte Feld mittlerweile hell und andersfarbig geworden. Immer sieht man daher einzelne Theile des Gesichtsfeldes brillant gefärbt, andere dunkel.

Dieser Befund scheint darauf zu deuten, daß die feinen Linien Eistheile umgränzen, in denen die optischen Axen unter den verschiedensten Winkeln gegen einander gerichtet sind. Harting beobachtete am 9. Sept. 1846 zu Utrecht die Structur des Hagels; er beschreibt, daß das Eis aus Kügelchen zusammengesetzt war und dazwischen um so mehr Luft enthielt, je weißer und undurchsichtiger es war (Schmid, Meteorologie S. 776, Fig. 83). Nach seiner Abbildung muß man schließen, daß die Eiskügelchen *zwischen* sich Luft enthielten; dieß ist nach meiner Beobachtung durchaus nicht der Fall, sondern die feinen Linien bezeichnen die Umgränzung von Eisstücken, welche überhaupt keine Lücken zwischen sich frei lassen. Das im Innern der Eisstücke zurückgebliebene Wasser steht vermuthlich unter hohem Drucke, und wird durch die äußere feste Eismasse am Krystallisiren gehindert seyn in Folge der schleunigen Erstarrung der ersteren. In der radiären Anordnung der Eisstücke des klaren Ueberzuges glaube ich einen Beweis dafür zu finden, daß der undurchsichtige Eiskegel, dessen Schwerpunkt der Grundfläche näher als der Spitze liegen muß, mit dieser Grundfläche voran fällt, und daß sich auf ihr beim Durchschreiten wärmerer Luftschichten das neue Eis niederschlägt. In dem Eiskegel zusammengeklebte Schneemas- sen erblicken zu wollen, möchte nach jenem Befunde der mikroskopischen Untersuchung unzulässig seyn, da nirgends etwas von der bekannten gradlinigen Begränzung und den Krystallwinkeln des Schnees zu finden ist. Auch der Spitzenwinkel des Kegels ist nach Augenmaafs wohl immer größer als 60° , meistens 70 bis 80° .

Ich überzeugte mich übrigens einige Tage später auch noch (an aus dem Eiskeller geholten Eise eines stillstehenden Wassers) davon, daß das Wintereis ebenfalls Li-

niensysteme erkennen läßt. Die Partikelchen sind aber erheblich größer als die des klaren Hagelaises, namentlich länger und die Längsaxe derselben ist senkrecht zur Eisoberfläche gerichtet.

IX. *Wird durch das Strömen des Wassers ein elektrischer Strom erzeugt?*

von W. Beetz.

(Aus den Sitzungsber. d. Münchener Akad. Mai 1872 vom Hrn. Verf. mitgetheilt.)

In der Sitzung vom 20. October 1871 hat Hr. Zöllner der K. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften eine höchst sinnreiche Hypothese über den Ursprung des Erdmagnetismus vorgelegt: Die glühend flüssigen Massen, welche unter der Erdoberfläche hinströmen, erzeugen durch ihre Bewegung elektrische Ströme in der Richtung ihrer Bewegung, welche dann in der, verschiedene Punkte dieser Flüssigkeit leitend mit einander verbindenden, festen Oberflächenschicht die entgegengesetzte, d. h. ost-westliche Richtung haben. Nun haben zwar frühere Versuche, namentlich die von Quincke angestellten, das Vorhandenseyn solcher elektrischer Ströme nur dann gezeigt, wenn eine Flüssigkeit durch ein poröses Diaphragma hindurchgepreßt wurde; es war nicht gelungen in einem, dem Diaphragmenapparat ganz ähnlich construirten Apparate solche Ströme zu entdecken, sobald das Diaphragma fortgelassen wurde; indess hat Hr. Zöllner selbst elektrische Ströme in solchen Röhren beobachtet, welche kein Diaphragma enthielten, so daß er ganz allgemein den Satz ausspricht: daß alle strömenden Bewegungen in Flüssigkeiten, besonders wenn dieselben theilweise mit starren Körpern in Berührung stehen, von elektrischen Strömen begleitet

sind, die sich, nach den bisher vorliegenden Thatsachen, vorzugsweise in der Richtung der strömenden Flüssigkeiten entwickeln.

Der Versuch, den Hr. Zöllner zuerst anstellte, war so angeordnet: die Kupferdrahtenden eines für Thermoströme eingerichteten Galvanometers von Sauerwald wurden in einen Kautschukschlauch geführt, durch welchen aus der Wasserleitung ein Strom von Wasser geleitet wurde, der in das unter dem Hahne befindliche, theilweise mit Wasser angefüllte und *nicht isolirte* Becken abfloß. Das Galvanometer zeigte durch eine Ablenkung von mehreren Scalentheilen stets einen Strom an, welcher im Wasser parallel der Strömung ging. Je weiter die beiden Stellen, an welchen die Drahtenden in den Schlauch gesteckt wurden, von einander entfernt waren, desto stärker wurde der Strom, so daß die ganze strömende Wassermasse, ähnlich einer Volta'schen Säule, in allen ihren Schichten galvanisch thätig seyn mußte, wenn der beobachtete Strom kein Zweigstrom war. Die Enden des Galvanometerdrahtes brauchten übrigens gar nicht direct vom strömenden Wasser bespült zu werden; sie konnten durch Kupferbleche ersetzt werden, welche in seitliche Rohransätze gesteckt waren. Hr. Zöllner erklärt den Unterschied zwischen den Ergebnissen, zu denen er gelangte und den Angaben Quincke's vorzüglich durch den Umstand, daß er seinen Wasserstrom ableitete, während der von Quincke angewandte vermuthlich isolirt war.

Das große Interesse, welches sich an die von Hrn. Zöllner gegebenen Erörterungen eines so wichtigen und zugleich so dunklen Gegenstandes knüpft, veranlaßte mich, seine Versuche zu wiederholen und mannigfach zu modificiren. Wurden die Versuche ganz in der von Hrn. Zöllner angegebenen Weise angestellt, so führten sie, wie das nicht anders zu erwarten war, zu denselben Resultaten; diese ließen aber eine andere Deutung zu. Der Hahn der Wasserleitung besteht aus Messing oder einer ähnlichen Legirung. Strömt nun das Wasser aus diesem Hahne

durch den Kautschukschlauch in das Wasser, welches sich in dem nicht isolirten Becken befindet, so steht der Messinghahn durch diese ganze Wassermasse mit dem Bleirohr der Wasserleitung in leitender Verbindung, d. h. es ist ein Volta'sches Element: Messing, Wasser, Blei hergestellt. Der Strom geht in diesem Elemente durch den Wasserstrahl vom Bleirohr zum Messinghahn. Werden nun die Galvanometerdrahtenden an zwei Stellen in den Wasserstrahl eingetaucht, so geht ein Zweigstrom durch das Galvanometer. Wenn man im Experimente nur diesen Zweigstrom wahrnimmt, denselben aber nicht als solchen betrachtet, sondern den Wasserstrom als selbsterregend ansieht, so scheint natürlich der elektrische Strom dieselbe Richtung zu haben, wie der Wasserstrom, nämlich vom Messinghahn zum Bleirohr. Ist der durch das Galvanometer gehende Strom aber wirklich ein Zweigstrom, so ist sofort klar, warum seine Intensität um so größer ist, je größer der Abstand der beiden Elektroden von einander genommen worden ist. Dafs bei dieser Gestalt des Versuches der elektrische Strom erst mit dem Fliefsen des Wassers entsteht, ist klar, denn so lange das Wasser nicht fliefst, ist das Messingbleielement nicht geschlossen, das Fliefsen dient also nur zur Stromschliessung.

Die Beweise, welche ich mir für die Richtigkeit meiner Anschauung beizubringen erlaube, sind folgende:

Ich füllte das Becken mit Wasser und tauchte das freie Schlauchende, ganz mit Wasser gefüllt, in dasselbe ein. Sofort war der Strom am Galvanometer sichtbar; er behielt aber unverändert seine Stärke, wenn der Hahn geöffnet wurde. Wenn die beiden Schlauchenden mit einander vertauscht wurden, so nahm der elektrische Strom im Galvanometer die entgegengesetzte Richtung an, das Wasser mochte ruhen oder fliefsen.

Ein großes, isolirt aufgestelltes Zinkbecken wurde mit Wasser gefüllt und das freie Schlauchende unter diesem

geöffn
das V
becke
verbu
Wass
Beck
den;
ende
D
ches
wurd
durch
Das
bald
mete
strom
wenn
Zwei
zum
gebe
sow
zeigt
das
isoli

dafs
weg
beob
Gal
stan
Mul
wel
lang

1)

geöffnet. Das Galvanometer gab jetzt keinen Strom an ¹⁾, das Wasser mochte ruhen oder fließen. Wurde das Zinkbecken durch einen Draht leitend mit der Wasserleitung verbunden, oder wurde dem im Zinkbecken enthaltenen Wasser der Abfluß in das unter dem Hahne befindliche Becken gestattet, so war der Strom sofort wieder vorhanden; er verschwand aber sogleich, wenn das freie Schlauchende aus dem Wasser herausgehoben wurde.

Der Hahn wurde durch ein Zinkrohr verlängert, welches metallisch mit ihm verbunden war, das Zinkbecken wurde durch ein Kupferbecken ersetzt, welches wieder durch einen Draht mit der Wasserleitung verbunden war. Das freie Schlauchende tauchte in das Kupferbecken: Sobald diese Verbindung hergestellt war, gab das Galvanometer einen Strom an, dessen Richtung der des Wasserstromes entgegengesetzt zu seyn schien, der also jetzt, wenn der durch das Galvanometer fließende Strom als Zweigstrom betrachtet wird, in der Richtung vom Zink zum Kupfer durch das Wasser lief, ganz wie es die gegebene Volta'sche Combination erwarten ließ. Bestand sowohl die Hahnmündung, als das Becken aus Zink, so zeigte das Galvanometer kaum Spuren eines Stromes an, das Wasser mochte ruhen oder fließen, das Becken mochte isolirt oder abgeleitet seyn.

Nach diesen Ergebnissen darf ich bestimmt behaupten, daß bei meinen Versuchen ein Strom, der durch die Bewegung des Wassers hervorgerufen wäre, durchaus nicht beobachtet werden konnte, und doch ist das angewandte Galvanometer von Sauerwald (wegen des großen Widerstandes der langen Wassersäulen mit den langdrächtigen Multiplicatoren versehen) von derjenigen Empfindlichkeit, welche man für elektrophysiologische Versuche irgend verlangen kann. Ich darf natürlich aus meinen Versuch noch

1) Die geringe Ungleichartigkeit der Elektroden bewirkte nur eine sehr geringe Ablenkung im Galvanometer, welche selbstverständlich ihre Richtung nicht mit der des Wasserstromes änderte.

nicht schließen, daß es Hr. Zöllner nicht vielleicht doch mit Strömen anderen Ursprungs zu thun gehabt habe; der Gedanke liegt aber doch sehr nahe, daß die Umstände unter denen wir Beide experimentirt haben, nahezu dieselben gewesen seyen, daß namentlich auch bei ihm zwei verschiedene Metalle mit der Wassersäule in Berührung gekommen seyen, und daß demnach auch in seinen Versuchen der beschriebene Zweigstrom eine Rolle gespielt habe. Jedenfalls wird Hr. Zöllner noch einwurfsfrei Belege für das Vorhandenseyn von „Strömungsströmen“ beibringen müssen, wenn er dieselben als Grundlage für eine so durchgreifende, wichtige Hypothese benutzen will.

X. Beobachtung von Nebensonnen, Ringen und Berührungsbogen, insbesondere der weißen Nebensonnen auf dem Horizontalkreise der Sonne; von J. G. Galle.

Am Vormittage des 24. April d. J. zwischen 8^h und 9^h zeigte sich hier in Breslau ein sehr mannigfaltig ausgebildetes System von Nebensonnen, Ringen und Berührungsbogen, bestehend aus dem gewöhnlichen Ringe von 22° Halbmesser, dessen beiden Nebensonnen (welche bei der beträchtlichen Sonnenhöhe merklich außerhalb des Ringes standen), dem oberen und unteren Berührungsbogen desselben, dem weißen durch die Sonne gehenden Horizontalkreise und den beiden weißen Nebensonnen auf diesem, während die Gegen Sonne *nicht* bemerkt wurde. Von dem großen Ringe von 47° Halbmesser waren nur die beiden infra-lateralen farbigen Berührungsbogen sichtbar, unterhalb des durch die Sonne gehenden weißen Horizontalkreises. Gegen 9^h war die Erscheinung größtentheils ver-

schw
licher
bis M
spred
mein
Jahr
sind,
unter
I
Mes
der
vorz
falls
47°
wur
gele
Nac
Son
wur

vo
8^h
8
8
8
8
8
8
wä
Ein
we
nic
dig
erh

schwunden, nur der obere Berührungsbogen des gewöhnlichen Ringes von 22° blieb mit geringen Unterbrechungen bis Mittag sichtbar, nach und nach die der Theorie entsprechenden verschiedenen Formen annehmend, welche in meiner Abhandlung über Höfe und Nebensonnen vom Jahre 1840 (in diesen Annalen XLIX) näher angegeben sind, mit der convexen Form beginnend und als ein nach unten concaver Bogen endigend.

Bei der großen Seltenheit und dem Mangel an genauen Messungen der *weißen* Nebensonnen richtete ich während der ganzen Dauer des Phänomens meine Aufmerksamkeit vorzugsweis auf diese und nächst dem noch auf die ebenfalls seltenen seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° Halbmesser. Die Azimute der weißen Nebensonnen wurden dadurch ermittelt, daß die vertical unter denselben gelegenen terrestrischen Objecte vermerkt und dann am Nachmittage deren Azimute bestimmt und mit den für die Sonne berechneten verglichen wurden. Auf diese Weise wurde gefunden:

1872 Apr. 24. m. Bresl. bürgerliche Zeit.

Vorm.	Höhe der ☉	Azimut der ☉	Azimut der Nebensonne		Azimutal- abst. v. ☉
			rechts	links	
8 ^h 12'	30 ^o ,8	288 ^o ,8	50 ^o ,1		121 ^o ,3
8 16	31 ,4	289 ,8	49 ,6		119 ,8
8 20	32 ,0	290 ,7	50 ,8		120 ,1
8 22	32 ,3	291 ,1		170 ^o ,6	120 ,5
8 24	32 ,6	291 ,6		171 ,6	120 ,0
8 29	33 ,3	292 ,7		173 ,4	119 ,3
8 34	34 ,0	294 ,0		174 ,6	119 ,4.

Bei einer Aenderung der Sonnenhöhe um mehr als 3° während der Dauer der Beobachtungen läßt sich daher ein Einfluß dieser Aenderung auf den Azimutalabstand der weißen Nebensonnen nicht mit Sicherheit erkennen, auch nicht einmal dem Sinne nach, da die Messungen nothwendig innerhalb eines Grades unsicher sind. Als Mittelwerth erhält man:

Azimutalabst. d. Nebensonne rechts	120°,4	bei 31°,4	☉ Höhe
"	"	"	links 119,8 " 33,0 "
"	"	"	im Mittel 120,1 " 32,3 "

woraus dann ferner der Abstand von der Sonne in Bogen des größten Kreises = 93°,8 folgt.

Erst nach Abschluß dieser Beobachtungen wurde ich unter meinen früheren Untersuchungen über diese Gegenstände auf eine Publication wieder aufmerksam, nach welcher in der That schon vor 26 Jahren einmal eine Beobachtung eben derselben weißen Nebensonnen, damals in Berlin, mir vorgekommen ist, bei welcher 9 Messungen von Abständen gelangen, nach gleicher Methode ausgeführt und etwa von gleichem Werthe wie die obigen. Dieselben finden sich in diesen Annalen LXXII, 351 und ergaben als Azimutalabstand im Mittel

120°,2 bei 32°,6 Sonnenhöhe.

Die Uebereinstimmung mit den obigen Messungen ist daher eine vollständige, wobei jedoch zu bemerken ist, daß eben auch die Sonnenhöhe genau dieselbe war, und daß hiernach Sonnenhöhen von 30° bis 34° für die Bildung dieser weißen Nebensonnen besonders günstig zu seyn scheinen.

Was die seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° unterhalb des weißen Horizontalkreises betrifft, so waren dieselben zwar nicht sehr lebhaft, hatten jedoch deutlich gesonderte Farben und waren nur wenige Grade lang, nahezu geradlinig (Bogen größter Kreise), so daß der Sinn der Krümmung, ob convex oder concav zum Ringe, nicht sicher erkannt werden konnte; im übrigen war von dem Ringe von 47° selbst nichts zu bemerken. Die Abstände der Mitten dieser sonach als kurze farbige geneigte Streifen erscheinenden Berührungsbogen vom Mittelpunkte der Sonne wurden mittels eines Octanten (ohne Fernrohr), wie folgt, gemessen:

Um
verei
trum
oben
sonn
krys
jede
als

oder
mes
den

Ber
ich
Nei
farb
zon
son
25°
gen
SN

Die
fser
Rin

Berührungsbogen links ($8^h 39'$)			rechts ($9^h 4'$)
1.	2.	Mittel.	
roth $46^\circ 24'$	$46^\circ 19'$	$46^\circ 22'$	$46^\circ 22'$
gelb 46 55	46 42	46 48	—
blau 47 9	47 24	47 16	—

Um diese sieben einzelnen Messungen in ein Mittel zu vereinigen, welches sich auf den hellsten Theil des Spectrums (gelb) bezieht, ist (unter Benutzung der in meiner oben angeführten Abhandlung über Höfe und Nebensonnen S. 27 gefundenen Brechungsverhältnisse der Schneekrystalle) jede Messung des Roth um $42'$ zu vergrößern, jede das Blau um $1^\circ 22'$ zu vermindern, und man erhält als reducirte Werthe, die obige Reihenfolge beibehaltend:

Ber. Bog. links.		rechts.
$47^\circ 6'$	$47^\circ 1'$	$47^\circ 4'$
46 55	46 42	—
45 37	45 52	—

oder im Mittel aus diesen sieben Bestimmungen als Halbmesser des Berührungspunktes in dem Ringe von 47° (für den hellsten Theil, das Gelb):

$$46^\circ 37'.$$

Ueber die Lage des Berührungspunktes dieser seitlichen Berührungsbogen in der Peripherie des Ringes versuchte ich dadurch eine Bestimmung zu erlangen, daß ich die Neigung der den Berührungspunkt mit der gewöhnlichen farbigen Nebensonne verbindenden Linie gegen den Horizontalkreis auf nahe 60° abschätzte. Die farbige Nebensonne N befand sich bei der Sonnenhöhe $32^\circ,3$ in etwa $25^\circ,5$ Distanz von der Sonne S . Nennt man also den obigen Berührungspunkt B , so ist in dem sphärischen Dreiecke SNB bekannt:

$$SN = 25^\circ,5, \quad SB = 46^\circ,6, \quad SNB = 120^\circ.$$

Man findet daher den Winkel an der Sonne $NSB = 35^\circ$. Die Berührungspunkte lagen hiernach 25° unter dem weißen Horizontalkreise und waren, auf der Peripherie des Ringes von 47° gemessen, in der unteren Hälfte desselben

110° von einander oder zu beiden Seiten des untersten Punktes des Ringes je 55° von diesem entfernt.

Nach den bisher vorhandenen sehr wenig zahlreichen und größtentheils sehr unsicheren Beobachtungen der weißen Nebensonnen und der seitlichen Berührungsbogen des Ringes von 47° scheinen beide Phänomene meist gleichzeitig sich zu zeigen, dürften also gleichen Flächen-Combinationen der Krystalle ihren Ursprung verdanken; bei meiner eigenen früheren Beobachtung von 1846 ist jedoch (Ann. LXXII, 351) bemerkt, daß in diesem Falle von dem Ringe von 47° *nichts* wahrgenommen wurde. Für die bisher noch etwas zweifelhaften theoretischen Erklärungen beider Phänomene dürfte die Erlangung dieser genaueren Beobachtungen gegenwärtig eine etwas bestimmtere Entscheidung gestatten, besonders wenn auch genauere Messungen bei noch andern Sonnenhöhen gelingen sollten.

XI. *Apparat zur Demonstration eines Gefrierverzugs beim Wasser; von Dr. G. Krebs.*

In einem früheren Aufsatz ¹⁾ habe ich einen Apparat beschrieben, welcher dazu dienen kann, um Siedverzüge in größerem Maafsstabe herzustellen.

Fig. 1.



Denselben Apparat kann man aber auch benutzen, um Gefrierverzüge zur Anschauung zu bringen. Der Apparat besteht einfach aus einer mit einer Kugel versehenen Glasröhre (Fig. 1), welche bis etwa in die Mitte der Kugel mit ausgekochtem destillirten Wasser (ohne Weingeistzusatz) gefüllt ist. Die Art, wie die Röhre gefüllt wird, ist in dem angezogenen Aufsatze dargelegt.

Will man nun einen Versuch mit dem Apparate anstellen, so stellt man ihn nebst

1) Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 144. 1869.

einer gleichen, offenen, mit nicht ausgekochtem Wasser bis in Mitte der Kugel gefüllten Glasröhre (Fig. 2) erst

Fig. 2.



kurze Zeit in ein Gefäß mit Wasser, damit beide sicher gleiche Temperatur erlangen und beide darauf in eine Kältemischung, z. B. in eine Mischung von Wasser und salpetersaurem Ammoniak. Nach kurzer Zeit fängt das gewöhnliche Wasser in der offenen Röhre zu frieren an, während das luftfreie in der geschlossenen noch völlig klar ist. (Stellt man die beiden Röhren nahe an die Wand eines mit der Kältemischung gefüllten Becherglases, so kann man von Außen durch die Wand des Becherglases hindurchsehen, wann das gewöhnliche Wasser zu frieren beginnt). Nimmt man nun beide Röhren aus der Kältemischung heraus, so kann man leicht das Auditorium von dem Vorhandenseyn eines Gefrierverzugs überzeugen. Die kleine Erschütterung, welche das luftfreie Wasser beim Herausnehmen aus der Kältemischung erfährt, ist nicht ausreichend um das Wasser zum Frieren zu bringen. Faßt man aber die Röhre oben an der Umbiegung und bewegt sie stoßweise von oben nach unten, so friert das Wasser sofort und zwar von oben nach unten. Man kann auch wohl beide Röhren noch einmal auf einige Minuten in die Kältemischung stellen, bis das gewöhnliche Wasser schon ziemlich dick gefroren ist und dann erst die Röhren herausnehmen und durch Schütteln das luftfreie Wasser zum Frieren bringen. Selbstverständlich aber wird auch das luftfreie Wasser, wenn man es zu lange der Kälte ausgesetzt läßt, schließlich von selbst zum Frieren kommen.

Das aus luftfreiem Wasser sich bildende Eis ist bekanntlich sehr feinfaserig und zugleich sieht man nur hie und da an den Enden der Fasern winzige Luftbläschen; während das Eis, welches aus gewöhnlichem Wasser krystallisirt, von viel größerer Structur ist und zahlreiche Luftblasen einschließt.

Der beschriebene Apparat ist also wohl geeignet, einem

größeren Auditorium die Möglichkeit der Ueberkaltung des Wassers deutlich zu zeigen; zudem ist er einfach und billig herzustellen und kann, einmal fertig, jeden Augenblick wieder zu einem neuen Versuch benutzt werden.

XII. *Ein elektrischer Versuch.*

Bringt man zwei auf den Kugeln des Henley'schen allgemeinen Ausladers befindliche Phosphorstücke in gleiche Entfernung von einer Lichtflamme des isolirten Tischchens und setzt die Kugeln in Verbindung mit dem positiven und negativen Conductor einer mälsig bewegten Elektrisirmaschine bei schwachem Druck der Reibzeuge, so brennt nach kurzer Zeit jedesmal der negative Phosphor, indem die für sich positive Flamme nach der negativen Kugel sich neigend diese stärker erwärmt. Befinden sich dagegen die beiden Phosphorstücke unter gleichen Umständen zwischen einem Stück brennenden Phosphors, so brennt sehr bald der positive Phosphor. Zudem wirft sich die bis zur Decke des Zimmers reichende Wolke der phosphorigen Säure auch bei beträchtlicher Länge des positiven Conductors in Form eines verschwindenden Nebels an den Conductor und bildet an diesem eine Verbindung der Phosphorsäure mit dem Metall (F. Strehlke im Programm der Petrischule zu Danzig 1871).

1872.

I. U

I.
stimm
vorrag
Umst
dauer
kann.
Anwe
Gen
Schär
eines
Meth
U
const
Axe

Uhr,
mit
lage

Pog